

**Experimentelle Untersuchungen über
die Zerfälle von K^0_2 Mesonen**

München 1964

Dierk Lüers

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN
ÜBER DIE ZERFÄLLE VON
 K_2^0 MESONEN

Inaugural - Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig - Maximilians - Universität München

vorgelegt

von Dierk Lüers

aus Bremen



1. Berichterstatter: Priv.-Doz. Dr. K. Gottstein

2. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Bopp

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Februar 1964

I N H A L T

<u>A.</u> Zusammenfassung	5
<u>B.</u> Einleitung	
<u>1.</u> Schon bekannte Eigenschaften der K_2^0 -Mesonen	7
<u>2.</u> Problemstellung	9
<u>C.</u> Vorbereitung und Durchführung des Experiments	
<u>1.</u> Strahlaufbau	10
<u>2.</u> Ereignisse in der Kammer und deren Auswertung	29
<u>D.</u> Ergebnisse	
<u>1.</u> a) Zusammenstellung der Ereignisse	50
b) Bestimmung der Korrekturfaktoren für verschiedene Ereignistypen	52
c) Verzweigungsverhältnisse beim K_2^0 -Zerfall	57
<u>2.</u> Vergleich der K_{213}^0 - und K_{13}^+ -Raten (Gültigkeit der Regel $\Delta I_L = 1/2$)	58
<u>3.</u> Analyse der $(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ -Ereignisse	
a) $(\pi^+ \pi^-)$ -Massenspektrum	67
b) Vergleich der Raten und Energiespektren bei $K_{2\pi 3}^0$ und $K_{\pi 3}^+$ (Gültigkeit der Regel $\Delta I_N = 1/2$)	68
<u>4.</u> Analyse der $(K_2^0 \rightarrow \pi e \nu)$ -Ereignisse	
a) T_e -Verteilung bei S, V und T-Wechselwirkung	77
b) T_π -Abhängigkeit der Formfaktoren	88

<u>5.</u>	Analyse der ($K_2^0 \rightarrow \pi\mu\nu$)-Ereignisse	
a)	Bestimmung des Verhältnisses $\frac{g_V}{F_V}$ der Formfaktoren	96
b)	T_μ -Verteilung bei S, V und T-Wechselwirkung	96
c)	Berücksichtigung der als K_{213}^0 eingeordneten K_{2e3}^0 -Ereignisse	99
d)	T_π -Abhängigkeit der Formfaktoren	99
<u>6.</u>	Existenz und Masse des intermediären Bosons der schwachen Wechselwirkungen	102
<u>E.</u>	Diskussion der Ergebnisse	109
<u>F.</u>	Anhang	
<u>1.</u>	Kinematische Beziehungen für die Rekonstruktion der Ereignisse	113
<u>2.</u>	Begrenzungslinien für die Ereignispunkte im Dalitz-Diagramm	116
<u>3.</u>	Berechnung der korrigierten Ereigniszahlen und der statistischen Fehler	117
<u>G.</u>	Literaturhinweise	120
<u>H.</u>	Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	125
<u>I.</u>	Lebenslauf	131

Bemerkung: 1 - Buchstabe

1 - Zahl

A. Zusammenfassung

Mit ca. 500 K_2^0 -Zerfällen in 60 000 Aufnahmen der 20 Zoll-Wasserstoff-Blasen-kammer des Brookhaven Natl. Lab. wurden die Eigenschaften des K_2^0 -Zerfalls näher untersucht. Die Blasen-kammer wurde am Cosmotron in einem K_2^0 Strahl betrieben. Der Fluß durch die Kammer während der Exposition ergab sich zu $\sim 25\,000$ K_2^0 -Mesonen.

In diesem Experiment wurden folgende Verzweigungs-verhältnisse für den K_2^0 -Zerfall gefunden.

$$W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}) = (45.9 \pm 4.5) \%$$

$$W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}) = (42.0 \pm 6.6) \%$$

$$W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = (12.1 \pm 2.0) \%$$

$$R_1 = \frac{W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \bar{\nu})}{W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu})} = 1.03 \pm 0.17$$

$$R_2 = \frac{W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu})}{W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu})} = 0.92 \pm 0.22$$

Die Raten der leptonischen Zerfälle bei K_2^0 und K^+ weichen von den Vorhersagen der Regel $\Delta I_L = 1/2$ ab.

An Hand der Daten für den $(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ -Zerfall wird die Möglichkeit einer $(\pi^+ \pi^-)$ -Resonanz bei etwa 330 MeV diskutiert.

Die Steigungen in den $T_{\pi 3}$ -Spektren und Raten bei $K_2^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ und $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ können bei diesem Experiment nicht mit der Regel $\Delta I_N = 1/2$ erklärt werden. Es gibt jedoch Experimente anderer Art, die gut mit $\Delta I_N = 1/2$ übereinstimmen.

Die Energieverteilung der Zerfallsprodukte sowohl bei K_{2e3}^0 als auch bei $K_{2\mu 3}^0$ ist bei schwach mit der Energie veränderlichen Formfaktoren am besten mit einem überwiegenden Vektoranteil der schwachen Wechselwirkungen zu erklären. Unter der Annahme konstanter Formfaktoren ergibt sich aus der $\pi e \nu$ -Verteilung für das intermediäre Boson eine Masse von 500^{+300}_{-0} MeV, während nach den neuesten experimentellen Ergebnissen von CERN (Neutrino-Experiment) die Bosonmasse oberhalb 1 GeV zu liegen scheint.

B. Einleitung

1. Schon bekannte Eigenschaften der K_2^0 -Mesonen.

Teilchen mit einer Masse von etwa 500 MeV wurden ab 1947 mit Hilfe von Photoplaten und Nebelkammern in der kosmischen Höhenstrahlung entdeckt. Eine Zusammenfassung der Entdeckungsgeschichte der K-Mesonen findet sich bei F r a n z i n e t t i und M o r p u r g o (Fr 57).

Zerfälle von neutralen K-Mesonen, die als V^0 -Teilchen klassifiziert wurden, sind schon 1947 in Nebelkammerbildern entdeckt worden (Ro 47). Auf Grund einer Theorie von G e l l - M a n n und P a i s wurde die Existenz von zwei neutralen K-Mesonen, K_1^0 und K_2^0 , mit unterschiedlicher Lebensdauer vorhergesagt (Ge 55). Bei starken Wechselwirkungen (z.B. bei Erzeugung) treten Teilchen mit definierter Strangeness (Seltsamkeit) S und 3. Komponente I_3 des Isotopenpins auf. Man unterscheidet K^0 ($S = +1$, $I_3 = -1/2$) und $\bar{K}^0$ ($S = -1$, $I_3 = +1/2$). Beim Zerfall sind Eigenzustände des Operators CP maßgebend. Die einfachsten Kombinationen von K^0 und $\bar{K}^0$, die Eigenzustände von CP ergeben, sind

$$(1) \quad K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad \text{mit dem Eigenwert CP} = +1$$

$$K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{i\sqrt{2}} \quad \text{mit dem Eigenwert CP} = -1$$

Die Zusammensetzung (1) kann in dem von P a i s und P i c c i o n i vorgeschlagenen Experiment nachgeprüft werden (Pa 55). Ähnliche Experimente wurden später mit positiven Ergebnis ausgeführt (Cr 59-2, Wu 60).

Das K_1^0 kann bei CP Erhaltung in 2 π -Mesonen zerfallen und ist deshalb kurzlebiger als das K_2^0 . Das K_2^0 -Meson wurde zuerst von L a n d e et al. in einem Nebelkammerexperiment nachgewiesen (La 55, Ba 58). Mehrere Experimente haben gezeigt, daß der Spin der K-Mesonen mit großer Wahrscheinlichkeit 0 ist. Die Eigenschaften der K-Mesonen sind in Tab. 1 zusammengestellt (Ok 60, Ba 61, Ro 63).

Tab. 1 Eigenschaften der K-Mesonen.

Teilchen	Masse (MeV)	Lebensdauer (sec)	Spin	S	I_3
K^+	493.98 ± 0.18	$(1.227 \pm 0.008) \cdot 10^{-8}$	0	+1	+1/2
K^-	493.9 ± 0.4	$(1.25 \pm 0.11) \cdot 10^{-8}$	0	-1	-1/2
K^0	497.9 ± 0.6	$(0.9 \pm 0.02) \cdot 10^{-10}$	0	+1	-1/2
$\bar{K}^0$			0	-1	+1/2
K_1^0			0		
K_2^0			0		
$\Delta m \approx 10^{-5} \text{ eV}$		$(6.3 \pm 1.6) \cdot 10^{-8}$	0		

2. Problemstellung.

Zur weiteren Untersuchung der Eigenschaften der K_2^0 -Mesonen war es interessant, eine Wasserstoffblasenkammer in einem möglichst starken Strahl von K_2^0 -Mesonen zu exponieren. Um Unsicherheiten bei der Identifizierung zu vermindern, sollte der Impuls der Mesonen möglichst klein sein. Von Interesse war zunächst die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse beim K_2^0 -Zerfall und ein Vergleich mit dem K^+ -Zerfall (Br 61-1). Hieraus lassen sich Rückschlüsse auf die Gültigkeit einiger empirischer Regeln ziehen ($\Delta I = 1/2$, $\Delta Q = \Delta S$).

Die Energiespektren der Zerfallsteilchen sind durch die Art der Wechselwirkung beim K_2^0 -Zerfall bestimmt (Fu 57, Pa 57, OK 58).

Beim β -Zerfall des Nukleons wurde mit großer Sicherheit eine V-A Wechselwirkung festgestellt; die gleiche Wechselwirkung sollte auch beim leptonischen Zerfall der seltsamen Teilchen auftreten, falls die Theorie der universalen Fermi-Wechselwirkung richtig ist. Die Zerfallsarten $K_2^0 \rightarrow \pi e \nu$ und $K_2^0 \rightarrow \pi \mu \nu$ können für die Prüfung benutzt werden. Darüber hinaus kann man auf Grund der Spektren bei diesen Zerfällen Informationen über die in der Theorie auftretenden Formfaktoren erhalten. Man kann versuchen, aus den Verteilungsparametern beim K_{2e3}^0 -Zerfall Rückschlüsse auf die Existenz und Masse des intermediären Bosons der schwachen Wechselwirkungen zu ziehen.

Beim $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ Zerfall kann man nach $(\pi\pi)$ -Resonanzen mit niedriger Masse suchen. Mit Hilfe der Asymmetrie bei diesem Zerfall kann die Regel $\Delta I = 1/2$ geprüft werden.

C. Vorbereitung und Durchführung des Experiments

1. Strahlaufbau.

Ein Teilchenbündel kann entsprechend einem Lichtbündel mit einer "Teilchenoptik" übertragen werden. Die klassischen Elemente der Teilchenoptik sind Ablenkmagnete und Quadrupolmagnete. Die optischen Eigenschaften der Elemente, die zur Massentrennung benutzt werden (gekreuzte elektrische und magnetische Felder, Hochfrequenz-Separatoren und Beschleunigungselemente), sollen hier nicht besprochen werden.

Die Feldverteilung im Quadrupolmagneten ist in Abb. 1 dargestellt:

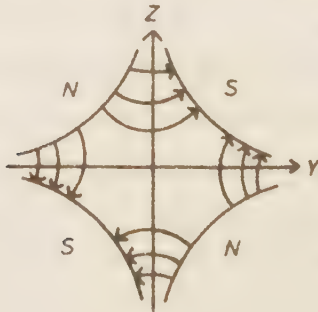


Abb. 1

Feldverteilung in einem Quadrupol

Das Feld in einem Quadrupol ist gegeben durch

$$(2) \quad H_z = \alpha y$$

$$H_y = \alpha z$$

$$H_x = 0$$

(x = Richtung des Strahls)

Diese Feldverteilung ergibt sich bei hyperbelförmiger Polfläche. In der Achse des Quadrupols ($x=y=0$) ist das Feld $H = 0$. Wir wollen jetzt die teilchenoptischen Eigenschaften des Quadrupols berechnen.

Der Krümmungsradius ρ eines Teilchens mit Geschwindigkeit $\vec{v}$, Impuls $\vec{p}$, Ladung e in einem Magnetfeld $\vec{H}$ ist gegeben durch

$$(3) \quad \frac{1}{\rho} = \frac{d\vec{p}/ds}{p} = \frac{e \cdot (\vec{v} \times \vec{H})}{p \cdot v \cdot c}$$

in der xy und xz Ebene sind die Krümmungsradien

$$(4) \quad \frac{1}{\rho_y} = \frac{e(v_z H_x - v_x H_z)}{p v c} = - \frac{e H_z}{pc}$$

$$\frac{1}{\rho_z} = \frac{e(v_x H_y - v_y H_x)}{p v c} = \frac{e H_y}{pc}$$

$$(v_x \approx v)$$

Bei einer ebenen Kurve $y(s)$ ist der Krümmungsradius ρ_y

$$(5) \quad \rho_y = \frac{\left[1 + \left(\frac{dy}{ds}\right)^2\right]^{3/2}}{\frac{d^2 y}{ds^2}}$$

Ich setze nun im weiteren $s \approx x$ und $\frac{dy}{ds} \ll 1$ (lineare Theorie, d.i. kleine Winkel der Flugbahn zur x -Richtung).

Dann gilt in guter Näherung:

$$(6) \quad \frac{1}{\rho_y} = \frac{d^2 y}{dx^2}$$

Aus den Gleichungen (4) erhält man folgendes System von Differentialgleichungen für die Bahn des Teilchens:

$$(7) \quad \frac{d^2 y}{dx^2} = - \frac{e H_z}{pc} = - K \cdot y$$

$$\frac{d^2 z}{dx^2} = \frac{e H_y}{pc} = K \cdot z$$

mit $K = \frac{e a}{pc}$.

Die Lösungen dieser Differentialgleichungen sind:

$$(8) \quad y(x) = c_1 \cos(\sqrt{K} x) + c_2 \sin(\sqrt{K} x)$$

$$z(x) = c_3 \cosh(\sqrt{K} x) + c_4 \sinh(\sqrt{K} x)$$

Die Koeffizienten c ergeben sich aus den Randbedingungen:

$$c_1 = y(0)$$

$$c_3 = z(0)$$

$$c_2 = \frac{y'(0)}{\sqrt{K}}$$

$$c_4 = \frac{z'(0)}{\sqrt{K}}$$

$$\left(y' = \frac{dy}{dx} \right)$$

Die Gleichungen (8) können wir mit Hilfe von Übertragungsmatrizen für y , z und y' , z' folgendermaßen schreiben:

$$(a) \quad \begin{pmatrix} y(x) \\ y'(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{K}x) & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}x) \\ -\sqrt{K} \sin(\sqrt{K}x) & \cos(\sqrt{K}x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y(0) \\ y'(0) \end{pmatrix}$$

(9)

$$(b) \quad \begin{pmatrix} z(x) \\ z'(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{K}x) & \frac{1}{\sqrt{K}} \sinh(\sqrt{K}x) \\ \sqrt{K} \sinh(\sqrt{K}x) & \cosh(\sqrt{K}x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z(0) \\ z'(0) \end{pmatrix}$$

In einem feldfreien Raum der Länge L ist die Übertragungsmatrix $\bar{U}$

$$(10) \quad \bar{U}(L) = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Bei einer Folge von feldfreien Räumen und Quadrupolen ist die Gesamtübertragungsmatrix gleich dem Produkt der einzelnen Matrizen in umgekehrter Reihenfolge wie die Elemente.

Zur Veranschaulichung soll jetzt gezeigt werden, daß bei der Übertragungsmatrix für einen Quadrupol

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \quad \text{folgende Beziehungen gelten:}$$

$$(11) \quad \text{Brennweite} \quad f = \frac{1}{a_{21}}$$

$$\text{Vergrößerung} \quad m = \frac{1}{a_{22}} = \frac{1}{a_{11}}$$

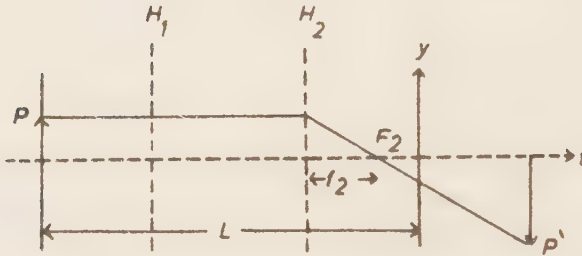
Die in Abb. 2 angedeutete Anordnung läßt sich in der xy Ebene folgendermaßen beschreiben:

$$(12) \quad \begin{pmatrix} y(t) \\ y'(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & t \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{K}L) & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}L) \\ -\sqrt{K} \sin(\sqrt{K}L) & \cos(\sqrt{K}L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y(-L) \\ y'(-L) \end{pmatrix}$$

oder ausgeschrieben

$$(13) \quad y(t) = y'(-L) (\cos(\sqrt{K}L) - t \sqrt{K} \sin(\sqrt{K}L)) + y'(-L) \left(\frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}L) + t \cos(\sqrt{K}L) \right)$$

Abb. 2 Geometrische Konstruktion des Strahlengangs in einem Quadrupol



P - Gegenstand

P' - Bild

H_1, H_2 - dingsseitige, bildseitige Hauptebene

L - Länge des felderfüllten Raums

f_2, F_2 - bildseitige Brennweite, Brennpunkt

Wir betrachten einen vom Punkt P ausgehenden achsenparallelen Strahl ($y'(-L) = 0$). Die Lage der bildseitigen Hauptebene H_2 ist definiert durch die Bedingung $y(t) = y(-L)$. Setzt man den Koeffizienten von $y(-L)$ in Gl.(13) gleich 1, ergibt sich für t

$$t_{H_2} = \frac{\cos(\sqrt{K} L) - 1}{\sqrt{K} \sin(\sqrt{K} L)}$$

Den Brennpunkt F_2 erhält man für $y(t) = 0$:

$$t_{F_2} = \frac{\cos(\sqrt{K} L)}{\sqrt{K} \sin(\sqrt{K} L)}$$

Die Brennweite ist dann

$$f_2 = t_{F_2} - t_{H_2} = \frac{1}{\sqrt{K} \sin(\sqrt{KL})}.$$

Für den Bildpunkt P' des Punktes P ist t festgelegt durch die Bedingung, daß $y(t)$ nicht von $y'(-L)$ abhängen darf. Es ergibt sich aus (13)

$$t_{P'} = -\frac{\sin(\sqrt{KL})}{\sqrt{K} \cos(\sqrt{KL})}$$

Die Vergrößerung m ist damit:

$$m = \frac{y(t_{P'})}{y(-L)} = \frac{1}{\cos(\sqrt{KL})}.$$

Durchläuft der Strahl vor dem Quadrupol noch eine feldfreie Strecke A , ergibt sich

$$m = \frac{1}{\cos(\sqrt{KL}) - A \sqrt{K} \sin(\sqrt{KL})}.$$

Aus den Gleichungen (9) kann man erkennen, daß ein Quadrupol immer in einer Ebene fokussiert und in der dazu senkrechten defokussiert. Man braucht mindestens 2 Quadrupole (ein Dublett), um in beiden Ebenen Fokussierung zu erreichen. Oft werden auch 3 Quadrupole (Triplett) in einer Linse zusammengefaßt. Quadrupole kann man ebenso wie optische Linsen als Feldlinsen zur Vergrößerung der Apertur verwenden.

Die Ablenkmagnete dienen zur Impulstrennung. In der horizontalen Ebene wirkt ein Ablenkmagnet, der symmetrisch zum Strahl steht, wie ein feldfreier Raum der Länge $\rho \cdot \Phi$,

wobei ρ der Krümmungsradius im Magneten, φ der Winkel zwischen den Krümmungsradien beim Eintritt und beim Austritt des Strahles ist. Die Übertragungsmatrix ist dann

$$(14) \quad U_{AH} = \begin{pmatrix} 1 & \rho\varphi \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

In der vertikalen Ebene erfährt der Strahl sowohl beim Eintritt als auch beim Austritt aus dem Magnetfeld eine Fokussierung.

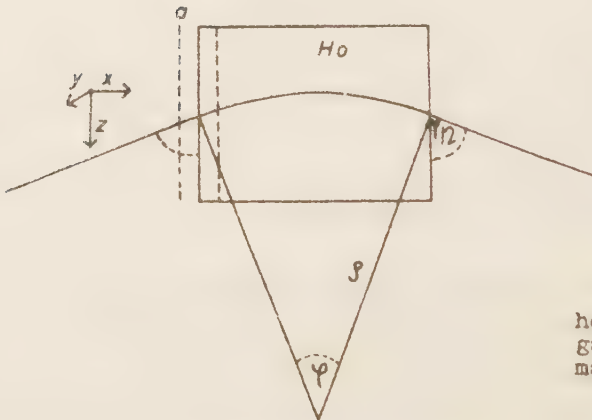


Abb. 3

horizontaler Strahlen-
gang in einem Ablenk-
magneten

Nach C o u r a n t und S n y d e r (Co 58) läßt sich die Bahngleichung in der vertikalen Ebene in einem Feld H_y folgendermaßen schreiben:

$$(15) \quad \frac{d^2 y}{ds^2} = - \frac{n(s)}{\rho^2(s)} y$$

Hier ist nach Gl. (3)

$$\rho(s) = \frac{pc}{e H_y(s)} \quad \begin{array}{l} \text{der Krümmungsradius an} \\ \text{der Stelle } s \text{ längs der Bahn,} \end{array}$$

$$\text{und } n(s) = - \frac{\rho(s)}{H_y(s)} \frac{\partial H_y(s)}{\partial x} \quad \begin{array}{l} \text{der Feldindex an der} \\ \text{Stelle } s. \end{array}$$

Die Lösung der Gl.(15) ist Gl.(9a), jedoch mit

$$K = - \frac{n}{\rho^2}$$

Das Teilchen, welches unter dem Winkel $\varphi/2$ in das Magnetfeld fliegt, (s. Abb. 5) erfährt einen Gradienten

$$G = - \frac{\partial H_x}{\partial y} \sin \varphi/2, \text{ da } \vec{\text{rot}} \vec{H} = 0 \text{ kann man auch schreiben}$$

$$G = - \frac{\partial H_y}{\partial x} \sin \varphi/2.$$

Das Feld steigt über die Strecke $2a$ von 0 auf H_0 an. Wir setzen:

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{H_0}{2a}$$

$$\text{damit wird } K = \frac{e}{pc} \frac{H_0}{2a} \sin \varphi/2 = \frac{\sin \varphi/2}{2ap}$$

Wenn man die effektive Länge des Magneten $L_{\text{eff}} = \frac{1}{H_0} \int_{-\infty}^{+\infty} H \, dl$ benutzt, kann man $2a$ gegen a gehen lassen. Wir erhalten also folgende Übertragungsmatrix in der vertikalen Ebene beim Eintritt des Strahls in das Magnetfeld:

$$U_{AV} = \begin{pmatrix} \cos \left(\frac{2a \sqrt{\sin \varphi/2}}{\cos \varphi/2 \sqrt{2a\rho}} \right) \frac{\sqrt{2a\rho}}{\sqrt{\sin \varphi/2}} \cdot \sin \left(\frac{2a \sqrt{\sin \varphi/2}}{\cos \varphi/2 \sqrt{2a\rho}} \right) \\ - \frac{\sin \varphi/2}{\sqrt{2a\rho}} \cdot \sin \left(\frac{2a \sqrt{\sin \varphi/2}}{\cos \varphi/2 \sqrt{2a\rho}} \right) \cos \left(\frac{2a \sqrt{\sin \varphi/2}}{\cos \varphi/2 \sqrt{2a\rho}} \right) \end{pmatrix}$$

nach dem Grenzübergang $2a \rightarrow 0$:

$$(16) \quad U_{AV} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\sin \varphi/2}{\rho \cos \varphi/2} & 1 \end{pmatrix} = -\frac{\tan \varphi/2}{\rho} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Der Rand des Magnetfeldes wirkt wie eine dünne Linse mit der Brennweite

$$f_A = \frac{\rho}{\tan \varphi/2}$$

Beim Austritt ändern der Gradient und φ ihr Vorzeichen, so daß das Ende des Magnetfeldes ebenfalls wie eine dünne Linse der gleichen Brennweite wirkt.

Zur Beschreibung der Impulstrennung eines Magneten benutzt man am besten das Diagramm des Strahls im Phasenraum (s.z.B. den Artikel von de R a a d (Ra 63)).

Wenn in einem Strahl keine Beschleunigungen und nur kleine Abweichungen der Flugrichtung auftreten, kann man setzen:

$$p_z = m \frac{dz}{dt} = \text{const.} \quad \frac{dz}{dx} = \text{const.} \quad z'$$

Man wählt die Achsen z und z' für das Phasendiagramm, um nur geometrische Größen zu benutzen. Alle Teilchen liegen in diesem Diagramm in einer Ellipse (s. Abb. 4), die an jeder Stelle des Strahls nach den L i o u v i l l e'schen Theorem die gleiche Fläche hat.

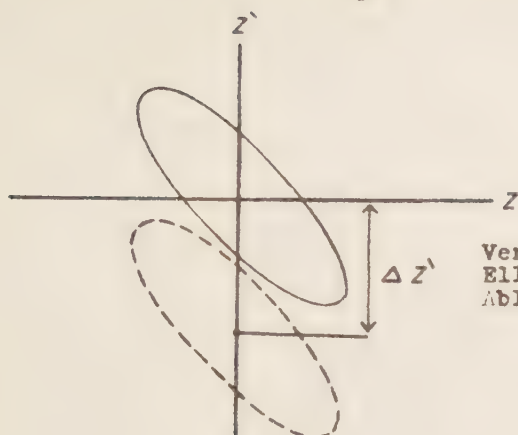


Abb. 4

Verschiebung der Phasenraum-Ellipse des Strahls in einem Ablenkmagneten.

Bei einer Impulsänderung ΔP ändert sich der Ablenkwinkel im Magneten um $-\Delta\varphi = -\Delta z'$. Wenn die Ellipsen wie in Abb. 4 vollkommen getrennt sind, sind auch die Bilder an einer späteren Stelle des Strahls getrennt, man kann dann mit einer Blende die Impulse P und $P + \Delta P$ voneinander trennen. Ein Ablenkmagnet wird danach am besten an einer Stelle aufgestellt, an welcher der Strahl breit und nahezu parallel ist.

Weitere Angaben über den Bau von Übertragungssystemen für Elementarteilchen findet man in (Ra 63), (Ed 60), (Sa 59), (Ch 60).

Erklärung der Symbole

- M - Ablenkmagnet
- Q - Quadrupol
- 1. Zahl - Abstand der Polschuhe
- 2. Zahl - Länge des Elements (in Zoll)
- B.C. - Blasenkammer

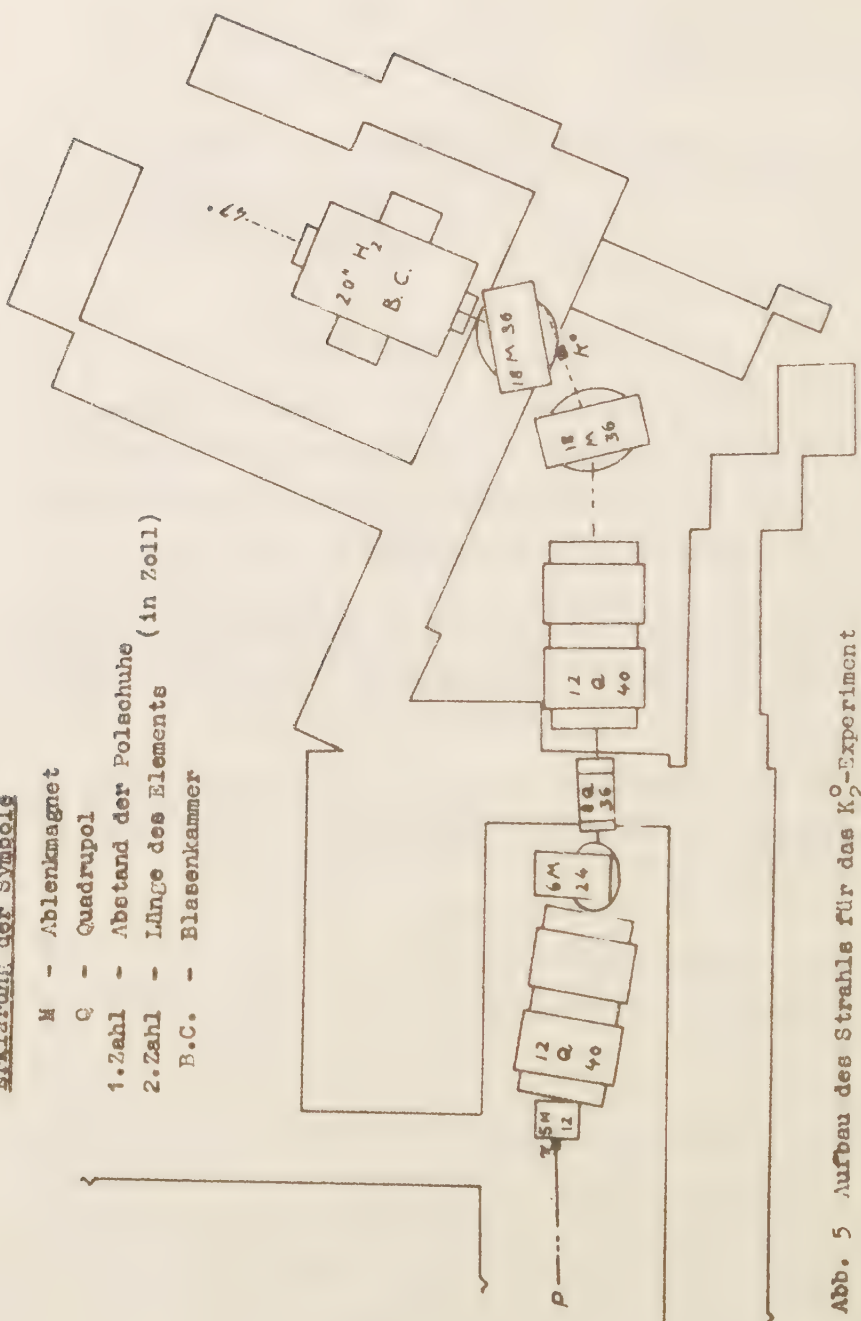
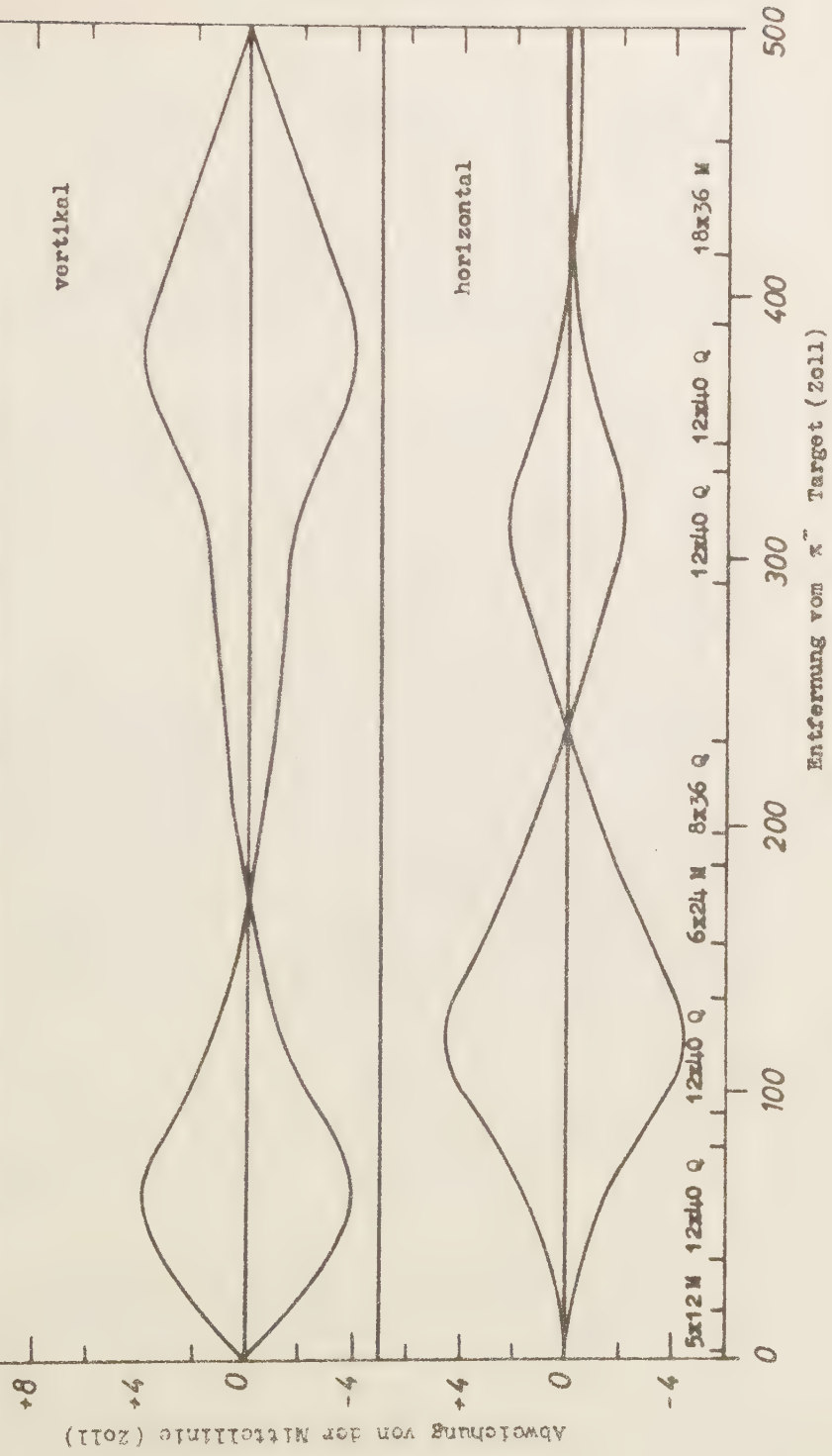


Abb. 5 Aufbau des Strahls für das K_2O -Experiment

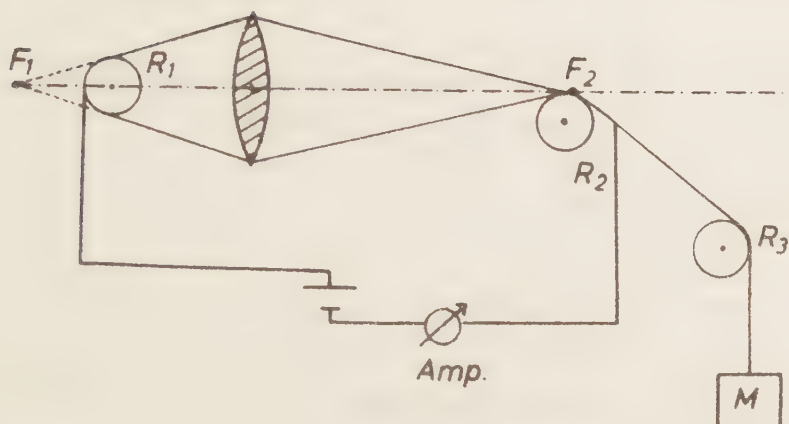
Abb. 6 Verlauf des π^- -Strahls in der horizontalen und vertikalen Ebene.



Für das K_2^0 -Experiment stand am Cosmotron ein externer Protonenstrahl von $\sim 4 \cdot 10^{10}$ Protonen/Puls zur Verfügung. In einem Messing-Target wurden π^- -Mesonen erzeugt, die mit einem ca. 12 m langen Strahl mit möglichst großer Intensität auf ein Polyäthylen-Target übertragen werden sollten. In diesem Target wurden die K^0 -Mesonen erzeugt.

Zum Bau des π -Strahles wurden 3 Ablenkmagnete, 2 Quadrupol-dubletts und eine Quadrupol-Feldlinse benutzt. Die Anordnung der Magnete wird in Abb. 5 gezeigt. Die Begrenzung der Teilchenbahnen, die mit einem Rechenmaschinenprogramm von J. S a n d w e i s s und J.R. S a n f o r d (Sa 59) auf der Rechenmaschine IBM 704 berechnet wurden, werden in Abb. 6 dargestellt. Der Strahl hat zwei Brennpunkte. Im ersten befindet sich eine Blende, im zweiten wurde das K^0 -Target aufgebaut. Die berechneten Eigenschaften des Strahls wurden mit Hilfe der Drahtbahn-Methode (Ci 59) geprüft. Bei dieser Gelegenheit wurden die optimalen Ströme in jedem Magneten bestimmt. Die Meßanordnung bei dieser Methode wird schematisch in Abb. 7 gezeigt.

Abb. 7 Versuchsaufbau bei der Draht-Bahn-Methode.



Eine Drahtschleife liegt über der Rolle R_1 und läuft auf einer Seite über die Rolle R_2 . Über eine Rolle R_3 wird der Draht mit einem Gewicht unter Spannung gehalten. Die Rollen laufen fast reibungslos auf Kugellagern. Der Draht soll möglichst leicht sein, aber genügende Reißfestigkeit bieten. Wir haben einen isolierten Kupferdraht mit einer Reißfestigkeit von ca. 1000 g benutzt. Die Rolle R_1 ($\varnothing \sim 8$ cm) wird so angebracht, daß die Tangenten vom Brennpunkt F_1 an die Rolle mit den Begrenzungslinien des zu untersuchenden Teilchenstrahls zusammenfallen. R_2 berührt die Drähte im Brennpunkt F_2 .

Bei R_1 und R_2 wird eine Spannung an den Draht gelegt. In beiden Teilen der Schleife fließt Strom in gleicher

Richtung. Der Strom wurde von einer regulierten Stromversorgung über einen veränderlichen Serienwiderstand gespeist und mit einer empfindlichen Brückenschaltung gemessen.

Die Äquivalenz von stromdurchflossenem Draht und Teilchenstrahl ergibt sich aus den Bahngleichungen.

Für den Draht gilt:

$$(17) \quad \frac{d\vec{T}}{ds} = - (\vec{i} \times \vec{H}) - \vec{G}$$

mit	$\vec{i}$	Strom in einem Draht
	$\vec{H}$	Magnetfeld
	$\vec{G}$	Gewicht des Drahtes
	$\vec{T}$	Zugspannung am Draht
	s	Weglänge

Mit dem Richtungsvektor $\vec{n}$ in Richtung des Drahtes ergibt sich aus (17)

$$\frac{d\vec{n}}{ds} = - \frac{1}{T} (\vec{n} \times \vec{B}) - \frac{\vec{G}}{T}$$

Für ein Teilchen mit dem Impuls P gilt aber Gl.(3)

$$\frac{d\vec{P}}{ds} = \frac{e (\vec{v} \times \vec{B})}{v} \quad (c = 1 \text{ gesetzt})$$

oder

$$\frac{d\vec{n}}{ds} = - \frac{e}{P} (\vec{n} \times \vec{B})$$

Die Gleichungen für den Draht und die Teilchen sind identisch, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$(18) \quad \frac{e}{P} = - \frac{1}{T} \quad (\text{das Eigengewicht des Drahtes kann meist vernachlässigt werden})$$

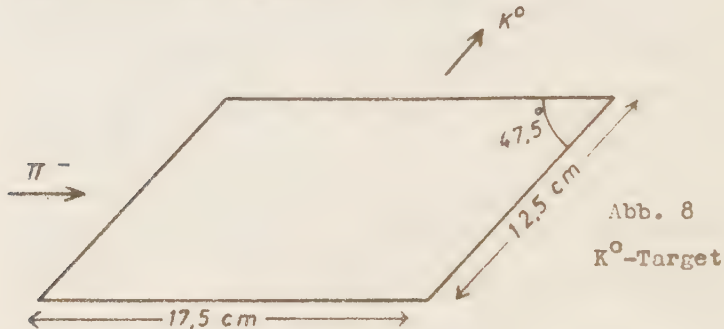
Auf Grund der Gleichung (18) wurde der Strom i für den gewünschten Impuls P eingestellt. Der Ort des Drahtes an verschiedenen Stellen längs des Strahls wurde mit Teleskopen gemessen. Die Ströme in den Magneten wurden so verändert, daß die Position des Drahtes ungefähr mit der berechneten Begrenzung des Strahls übereinstimmte. Die Ergebnisse dieser Messungen stimmten bis auf etwa 2% mit den berechneten Werten überein.

Als nächstes wurde der π -Strahl selbst ausgemessen. An die Stelle des K^0 -Targets wurde eine Ionisationskammer gestellt. Die Magnete wurden so nachgestellt, daß das Signal von dieser Kammer möglichst groß war. An die Stelle des K^0 -Targets wurde daraufhin ein Gestell mit 11 G5-Emulsionsplatten der Größe 2.5×10 cm gestellt. Die π -Mesonen flogen parallel zur Schmalseite der Platten, diese wurden mit 17 Impulsen vom Cosmotron bestrahlt. Die Platten wurden an mehreren Stellen jeweils über 2 mm parallel zu den Längsseiten durchmustert und die Spuren gezählt.

Aus diesen Messungen ergab sich, daß der Strahl etwa einen Querschnitt von 6×10 cm hatte. Pro Cosmotron-Impuls trafen etwa $1.5 \cdot 10^6$ π -Mesonen auf das K-Target (die Zahl

der im Cosmotron umlaufenden Protonen war $1.5 \cdot 10^{11}$).

Das K^0 -Target bestand aus einem Block Polyäthylen (Abb.8). Polyäthylen wurde gewählt, da es leicht verfügbar war und einen hohen Protonengehalt hat.



Der K^0_2 -Strahl verlief unter einem Winkel von 47.5° zum π^- -Strahl. Bei diesem Winkel sollten die K^0_2 -Impulse bei Berücksichtigung des Fermi-Impulses der Nukleonen im Kohlenstoffkern zwischen 200 und 700 MeV/c liegen. Zwischen K^0 -Target und Blasenkammer befand sich noch ein starker Ablenkmagnet, der alle geladenen Teilchen aus dem K^0_2 -Strahl lenkte. Kurz hinter diesem Magneten wurde in einen Kollimator von 17 cm Durchmesser eine Schicht von 4 cm Blei und 2.5 cm Polyäthylen gestellt, um den Untergrund von γ -Strahlen und Neutronen herabzusetzen. Der π^- -Strahl wurde wegen der grösseren K^0_2 -Ausbeute auf 1.23 ± 0.06 GeV/c eingestellt, nachdem zum Vergleich einige Aufnahmen bei 1.05 GeV/c durchmustert worden waren.

Die 20-Zoll-Wasserstoffkammer des Brookhaven National Laboratory hat die Abmessungen 20 x 9 x 10 Zoll (Länge x Breite x Tiefe). Sie ist aus Aluminium gebaut und hat zwei senkrechte Glasfenster. Die Spuren in der Kammer werden in einer Dunkelfeldbeleuchtung von 4 Kameras aufgenommen. Das Magnetfeld in der Kammer (in z-Richtung) beträgt 17 000 Gauss und ist im sichtbaren Teil der Kammer bis auf $\frac{1}{2}\%$ konstant. Die Kammer wird mit einem Kolben expandiert, die Betriebstemperatur ist etwa 25.5°K , das Expansionsverhältnis 0.8 %. Die Betriebsbedingungen können in gewissen Grenzen geändert werden.

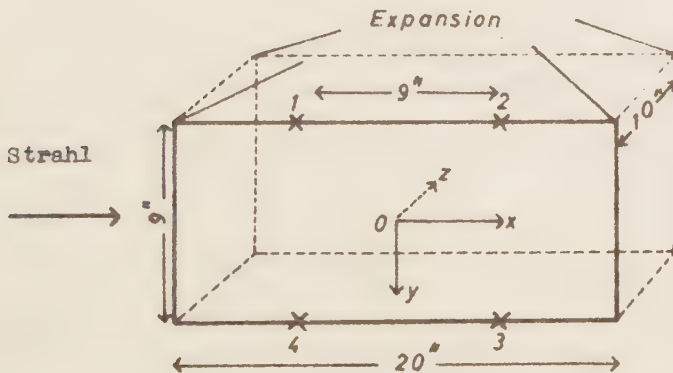


Abb. 9 Schematische Darstellung der Durchstoßpunkte der optischen Achsen auf dem vorderen Fenster (x) und Definition des in dieser Arbeit benutzten räumlichen Koordinatensystems. (Blick auf die Vorderseite der Kammer. $z = 0$ an der Innenseite der vorderen Scheibe. Die Koordinaten bilden ein Rechtssystem).

Das Experiment dauerte ungefähr 7 Tage. Während dieser Zeit konnten etwa 60 000 Aufnahmen von guter Qualität mit der 20-Zoll-Kammer gemacht werden. Ein Teil des externen Proton-Strahls wurde während dieser Zeit für ein anderes Blasenkammerexperiment benutzt.

2. Ereignisse in der Kammer und deren Auswertung.

Bei einem einfallenden Strahl von K_2^0 -Mesonen können in einer Wasserstoffkammer folgende Ereignisse auftreten:

K_2^0 -Zerfälle

$$1) \quad K_2^0 \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu}$$

$$2) \quad K_2^0 \rightarrow e^+ \pi^- \nu$$

$$3) \quad K_2^0 \rightarrow \mu^- \pi^+ \bar{\nu}$$

$$4) \quad K_2^0 \rightarrow \mu^+ \pi^- \nu$$

$$5) \quad K_2^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$$

und eventuell bis jetzt unbekannte Zerfälle, die hier vernachlässigt werden können.

K_2^0 -Wechselwirkungen

$$6) \quad K_2^0 + P \rightarrow K_1^0 + P$$

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$7) \quad K_2^0 + P \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$$

$$\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$$

$$8) \quad K_2^0 + P \rightarrow \Sigma^0 + \pi^+$$

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$$

$$\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$$

$$9) \quad K_2^0 + P \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$$

$$a) \quad \Sigma^+ \rightarrow N + \pi^+$$

$$b) \quad \Sigma^+ \rightarrow P + \pi^0$$



und Reaktionen, bei denen zusätzlich π -Mesonen auftreten.

Die Reaktionen 1) bis 5) erscheinen als V^0 - Ereignisse; die Reaktionen 6) bis 8) als V^0 mit einer dazugehörigen positiven Rückstoßspur, deren Anfang bei den verwendeten K_2^0 -Energien im allgemeinen bis 4 cm vom V^0 -Vertex entfernt war. Die Reaktion 9a) erscheint als "Haken", denn das Σ^+ zerfällt nach wenigen Millimetern. 9b) läßt sich kaum von den häufig auftretenden Protonen-Streueren am Ende einer Protonenspur unterscheiden. Reaktionen vom Typ 10) unterscheiden sich kaum von Ausstoßprotonen (Neutronenstöße) und Rückstoßprotonen (aus Reaktion 7) und 8)), da das K^+ -Meson meist nicht in der Kammer zerfällt. In dieser Arbeit sollen nur die Ereignisse vom Typ 1) bis 5) untersucht werden. Die Ergebnisse aus den Reaktionen 6) bis 8) sind in (Lü 64) veröffentlicht. Die Reaktionen, die vom Untergrund im Strahl (γ , e , μ , π , N) herühren und die zum Teil ähnlich aussehen wie die Reaktionen 1) bis 5), sollen zunächst beschrieben werden.

Die Häufigkeit dieser Untergrundereignisse war viel größer als die der gesuchten Ereignisse. Deshalb mußten Kriterien gefunden werden, die es erlaubten, solche Ereignisse zu eliminieren.

a) Neutron-Ereignisse



Diese Reaktion ergibt eine Protonspur, die in der Kammer beginnt, und die als Rückstoßproton zu einem nahe gelegenen V^0 -Zerfall angesehen werden kann. Im allgemeinen wird sie für ein Ereignis vom Typ 6) bis 8) nicht die richtige Richtung und den richtigen Impuls haben. Für alle Ereignisse konnten in den Auswertungsprogrammen bis zu 4 Spuren untersucht werden, die als Rückstoßspur in Frage kamen.



Diese Reaktion ergibt einen typischen dreiarmligen Stern, der nicht mit anderen Ereignissen verwechselt werden kann.



In der Kammer traten manchmal Ereignisse mit zwei positiv geladenen Spuren an einem Vortex auf. Vielleicht sind diese Ereignisse auf Reaktionen dieses Typus zurückzuführen. Im Wasserstoff ist etwas Helium gelöst, welches im Expansionszylinder der Blaskammer verwendet wird. Die meisten Ereignisse dieses Typs wurden jedoch an den Fenstern der Kammer durch ein- oder auslaufende Spuren vorgetauscht. Da beide Teilchen gleiche Ladung haben, können diese Ereignisse leicht eliminiert werden.

b) Photonen-Ereignisse

1) $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$

2) $\gamma + e^- \rightarrow e^+ + e^- + e^-$

3) $\gamma + P \rightarrow e^+ + e^- + P$

Die Reaktionen 1) und 2) können kaum mit K_2^0 -Ereignissen verwechselt werden.

Elektron-Positron Paare, die verwechselt werden könnten, haben Energien von 10 bis einigen 100 MeV und Öffnungswinkel, die wesentlich kleiner als 5° sind. Wir haben deshalb nur Ereignisse mit einem Öffnungswinkel von $> 5^\circ$ berücksichtigt.

Auch geladene π^- und μ^- -Mesonen, Protonen und Elektronen verursachen manchmal Ereignisse, die mit K_2^0 -Ereignissen verwechselt werden können:

c) $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ (π -Zerfall im Fluge)

d) $\pi^+ + P \rightarrow \pi^+ + P$ mit sehr kurzer sekundärer Protonspur

e) $P + P \rightarrow P + P$ " " " " "

f) $e + P \rightarrow e + P$ (mit kurzer sekundärer Protonspur)

g) $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu} + \nu$

Falls man Ereignisse der Typen c), d) und e) als V^0 interpretiert, ergeben sich fast immer Öffnungswinkel $> 165^\circ$.

Bei der Suche nach K_2^0 -Ereignissen haben wir deshalb nur

Öffnungswinkel $< 165^\circ$ zugelassen. Ereignisse des Type f), deren Öffnungswinkel $< 165^\circ$ ist, können meist daran erkannt werden, daß beide Spuren des V^0 Elektronen sind (geringe Blasendichte bei kleinem Impuls).

Alle Filme wurden zunächst von Hilfskräften nach K_2^0 -Ereignissen durchsucht. Die Kammer wurde in natürlicher Größe auf einen neigbaren Tisch projiziert. Beim Durchmustern wurden 2 der 4 Stereo-Aufnahmen benutzt, im allgemeinen die Aufnahmen der beiden Kameras, die parallel zur Schmalseite der Kammer angebracht sind. Für jedes gefundene Ereignis wurden von beiden Projektionen Skizzen und von einer Projektion eine Photokopie angefertigt. Auf den Skizzen wurden endende Spuren besonders gekennzeichnet; für diese Spuren wurden beim Messen besondere Parameter eingegeben und beim Geometrie-Programm Impulse aus einer Energie-Reichweiten-Tabelle bestimmt.

Eine besondere Schwierigkeit beim Suchen von K_2^0 -Zerfällen besteht darin, daß der Vertex bei kleinen K_2^0 -Energien in beliebige Richtungen zeigen kann, da es sich hier um 3-Körper-Zerfälle handelt.

Ereignisse wurden beim Durchsuchen nur registriert, wenn folgende Bedingungen erfüllt waren:

- 1) $5^\circ < \text{Öffnungswinkel des } V^\circ < 165^\circ$
- 2) Alle Spuren müssen in der Projektion länger als 5 mm sein. Mit dieser Vorschrift wurden viele Protonenereignisse vom Typ e) mit einer Streuung kurz vor Ende der Reichweite ausgeschlossen. Außerdem ergeben kürzere Spuren bei Bestimmung der Krümmung einen zu großen Fehler. Stark gekrümmte Elektronenspuren ($P_e < \approx 30 \text{ MeV/c}$) wurden ebenfalls nicht berücksichtigt.
- 3) Die in der Glasscheibe eingeritzten Referenzmarken wurden auf dem Projektionstisch in beiden Bildern zur Deckung gebracht. Der Abstand der Abbildungen des Vertex in den beiden Projektionen muß dann mindestens 2 mm betragen. Mit dieser Bedingung können vorge-täuschte Ereignisse, die durch zufällig an der selben Stelle in das Glas laufende Spuren entstehen, von vorn- herein ausgeschlossen werden.
- 4) Da am Rand der Kammer wegen der kürzeren Spuren die Auffindwahrscheinlichkeit für Ereignisse nachläßt und außerdem die Messungen dort fehlerhafter sind, wurden Ereignisse nur in einem verkleinerten Kammervolumen berücksichtigt, das folgendermaßen bestimmt wurde:

Nachdem etliche Ereignisse gemessen und geometrisch rekonstruiert worden waren, wurde ein Diagramm für die räumliche Verteilung der Vertexpunkte angefertigt. Das

erlaubte Volumen wurde so gewählt, daß die Dichte der Ereignispunkte überall konstant war. Seine Begrenzungen waren:

- $16 \text{ cm} < x < 18 \text{ cm}$ Länge
- $8 \text{ cm} < y < 8 \text{ cm}$ Breite
- $1 \text{ cm} < z < 24.4 \text{ cm}$ Tiefe

Wir haben Ereignisse nur dann registriert, wenn sie in der Projektion innerhalb eines Rechtecks lagen. Dies Rechteck wurde so gezeichnet, daß es der oben angegebenen Begrenzung bei $z = 13 \text{ cm}$ entsprach. Ereignisse, die dicht außerhalb des erlaubten Volumens lagen, für die aber $z > 13 \text{ cm}$ war, konnten erst nach der Berechnung der Koordinaten des Vertexpunktes aussortiert werden. Mit diesen Beschränkungen ergab sich ein erlaubtes Kammervolumen von etwa 13 Liter, weniger als die Hälfte des gesamten sichtbaren Kammervolumens ($\sim 30 \text{ Liter}$).

Jeder 5. Film wurde zweimal durchmustert. Aus dem Vergleich der bei der zweiten Durchmusterung gefundenen Ereignisse mit den endgültig identifizierten Ereignissen ergibt sich eine Auffindwahrscheinlichkeit von $93 \pm 3\%$. Dabei wurde angenommen, daß die Auffindwahrscheinlichkeit nicht von den Ereignisparametern (Koordinaten, Neigung der Spuren usw.) abhängt. Diese Auffindwahrscheinlichkeit ist für alle untersuchten Ereignistypen die gleiche und braucht

deshalb nicht weiter berücksichtigt zu werden.

Die von Hilfskräften gefundenen Ereignisse wurden später von einem Physiker kontrolliert. Bei dieser Gelegenheit wurde entschieden, wie ein Ereignis gemessen werden soll, und welche Hypothesen möglich sind. Ein großer Teil der Ereignisse konnte schon auf dieser Stufe ausgeschaltet werden, da sie nicht die genannten Voraussetzungen erfüllten oder eindeutig anders erklärt werden konnten (z.B. Krümmungsänderung in der falschen Richtung bei $\pi - \mu$ und $\mu - e$ -Zerfällen).

Die übriggebliebenen Ereignisse wurden von Hilfskräften auf einem Meßprojektor gemessen. Die benutzten Meßmaschinen waren im Brookhaven National Laboratory gebaut worden. Der Film lag auf einem Kreustisch, dessen Bewegung von einem Analog-Digital-Umwandler gemessen wurde. Ein Fadekreuz konnte automatisch auf die Spur zentriert werden. Auf jeder Spur wurden in 2 Filmen je etwa 15 Punkte gemessen, die Koordinaten, sowie einige Ereignis- und Spur-Parameter, wurden auf Lochband ausgegeben. Die Lochbänder wurden in Loch-Karten umgewandelt. Als nächstes wurde die Geometrie der Ereignisse mit dem "Tred"-Programm des Brookhaven National Laboratory rekonstruiert. T R E D ist ein Fortran-Programm mit Subroutinen für die IBM 704.

Ereignisse, die nicht rekonstruiert werden konnten (z.B. weil beim Messen ein Parameter vergessen worden war)

wurden entweder auf den Karten verbessert oder noch einmal gemessen. Etwa 1/4 der Ereignisse mußte mindestens zweimal gemessen werden.

Nach erfolgreicher geometrischer Rekonstruktion wurde das Ereignis kinematisch analysiert mit einem eigens für dieses Experiment geschriebenen Programm " T H R E A D ". Zunächst wurde anhand der Q-Werte der V^0 -Ereignisse, der scheinbaren Flugrichtung des V^0 und der Existenz von Rückstoßspuren untersucht, ob ein Ereignis mit einem K_1^0 -, Λ^0 -oder Σ^0 -Zerfall verträglich ist. Diese Ereignisse können wegen der Energie- und Impulserhaltungssätze im allgemeinen eindeutig identifiziert werden.

In Abb. 10 sind die Impulsvektoren in einem K_2^0 -Zerfall dargestellt.

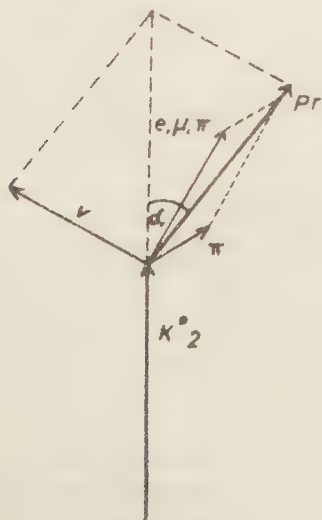


Abb. 10

Definition des Winkels α

α ist der Winkel zwischen dem K_2^0 -Impuls und der resultierenden P_r aus den Impulsen der beiden sichtbaren Teilchen. Da Impuls und Energie bei dem Zerfall erhalten bleiben müssen, sind für gemessenes P_r und gegebene Teilchenmassen die Winkel α immer kleiner als ein $\alpha_{\max}(P_r, m_1, m_2)$.

Die Formeln zur Berechnung von $P_{K_2^0}$ und $\alpha_{\max}$ werden in Anhang 1 abgeleitet. Ist bei einem K_2^0 -Zerfall $\alpha > \alpha_{\max}$, so ist die Abweichung der Flugrichtung des K_2^0 mindestens $\delta = (\alpha - \alpha_{\max})$. Eine Hypothese wurde für ein Ereignis nur dann akzeptiert, wenn $\alpha - \alpha_{\max} < 3^\circ$ ist.

In diesem Fall wurde für den K_2^0 -Impuls der Wert benutzt, der sich ergibt, wenn man $\alpha = \alpha_{\max}$ setzt. Eine Winkelabweichung bis zu 2° ist zu erwarten, da das Target eine endliche Ausdehnung hat und 3 m von der Kammer entfernt ist.

Das Programm "Thread" berechnete und druckte weiterhin folgende Größen:

T_1, T_2, T_3 kinetische Energien im Schwerpunktsystem des K_2^0

Θ_{12} Laborwinkel zwischen den sichtbaren Teilchen

$\Theta_{12}, \Theta_{23}, \Theta_{31}$ Winkel zwischen den Teilchen im Schwerpunktsystem

$P_0, P_1, P_2, P_3, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \Phi_1, \Phi_2, \Phi_3$ Impuls, Neigung, Azimuth für alle Teilchen im Laborsystem.

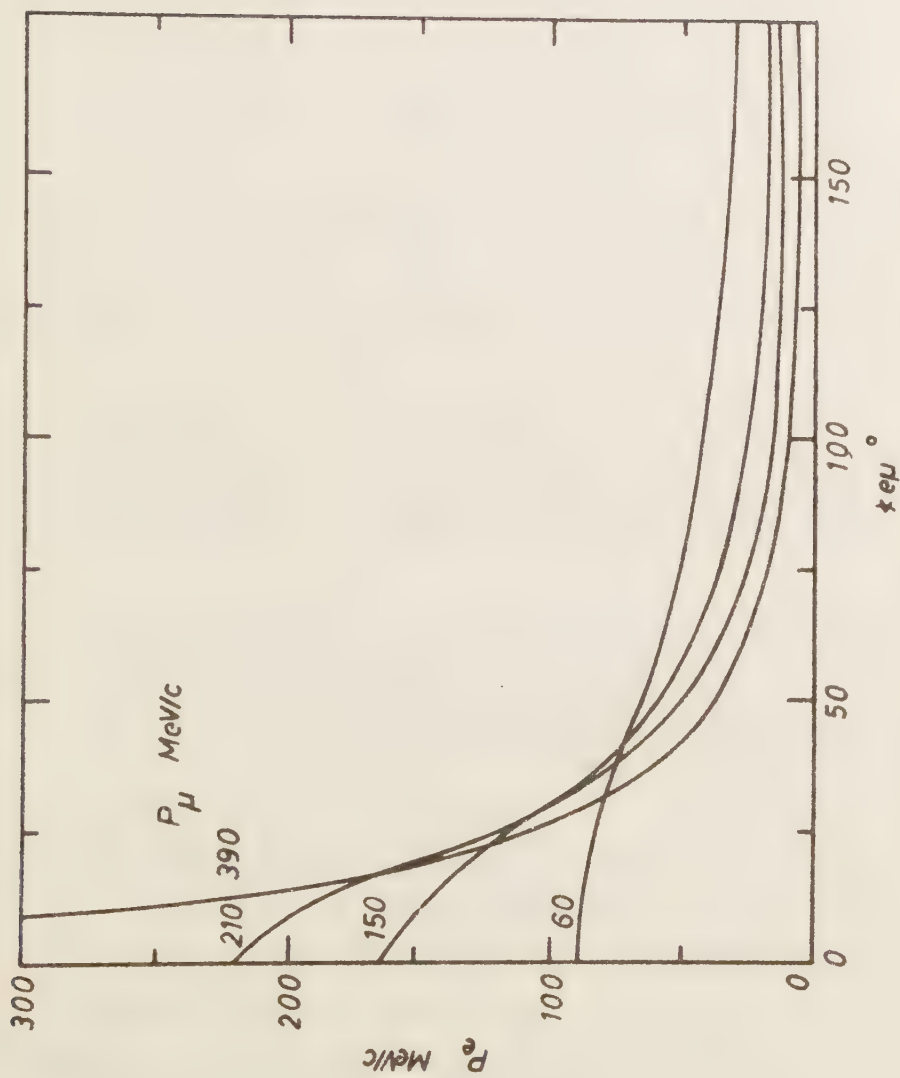


Abb. 11 Hilfskurven zur Identifizierung von μ -Zerfällen

Diese Werte wurden für alle 5 Hypothesen beim K_2^0 -Zerfall berechnet. Wegen der kinematischen Zweideutigkeit in Gl. A9) ergeben sich 10 mögliche Konfigurationen für den Zerfall, die jedoch meist nicht alle physikalisch möglich sind. Die wichtigsten Größen wurden für jede Hypothese auf eine Karte gelocht. Falls $\alpha > \alpha_{\max}$ war, wurde in Thread $\alpha = \alpha_{\max}$ gesetzt. Für jeden K_2^0 -Zerfall wurde später die Karte mit der am besten passenden Hypothese aussortiert in eine besondere Kartei; mit dieser Kartei wurden sämtliche Verteilungen dieser Arbeit hergestellt.

Als nächstes soll die Identifizierung der Ereignisse, das experimentelle Kernproblem, im einzelnen beschrieben werden.

Ein Ereignis wurde als K_2^0 -Zerfall nur dann eingestuft, wenn es innerhalb der Fehlergrenze nicht durch folgende 4 Prozesse erklärt werden konnte:

- 1) K_1^0 -Zerfall (Reaktion 6) auf Seite 29) (Q-Wert = invariante Masse der Zerfallsteilchen, Anstoßproton)
- 2) Λ^0, Σ^0 -Zerfall (Q-Wert, Ionisation des Protons, "Rückstoß"- π^+) (Reaktion 7) oder 8)).
- 3) μ -Zerfall ($\frac{dE}{dx}$ des μ , Beziehung zwischen Impulsen und Winkeln der beteiligten Teilchen, s. Abb. 11. Für $50 \text{ MeV}/c \leq p_\mu \leq 100 \text{ MeV}/c$ wurden alle mit μ -Zerfall verträglichen

Ereignisse weggelassen. Für 100 MeV/c $< P_{\mu} < 180$ MeV/c wurde ein Ereignis nur dann weggelassen, wenn $\alpha > 90^{\circ}$ war. (Für größere Impulse erwartet man weniger als einen Zerfall während des ganzen Experiments). Bei diesen Kriterien wurde die experimentelle Verteilung der Richtungen von zerfallenden μ -Mesonen berücksichtigt.

- 4) π -Zerfall (dE/dx, Öffnungswinkel, Reichweite)
- 5) Ereignisse mit folgenden Eigenschaften wurden ebenfalls weggelassen:
 - a) Keine Hypothese ergibt einen K_2^0 -Impuls in den Grenzen $200 \text{ MeV/c} < P_{K_2^0} < 700 \text{ MeV/c}$
 - b) Eine Spur hat einen Neigungswinkel $> 70^{\circ}$ (Bei solchen Spuren können keine genauen Blasendichtemessungen ausgeführt werden)
 - c) Es gibt nur Hypothesen, bei denen $\alpha - \alpha_{\text{max}} > 3^{\circ}$ ist
 - d) Beide Spuren werden als Elektronen identifiziert
 - e) Eine Spur ist ein Elektron mit einem Impuls $< 30 \text{ MeV/c}$

Falls eines der Zerfallsteilchen einen Impuls in den Grenzen $30 \text{ MeV/c} < P < 200 \text{ MeV/c}$ hatte, wurde anhand der Ionisation untersucht, ob es ein Elektron oder Positron ist.

Die Grenzen ergeben sich aus folgenden Überlegungen: Elektronen mit Impulsen unter 30 MeV/c treten häufig auf; (δ -Strahlen, μ -Zerfall), so daß leicht falsche Ereignisse als K_3 eingeordnet werden könnten. Bei Impulsen über 200 MeV/c können Elektronen und π -Mesonen auf Grund der Bläschendichte d bei dieser Kammer nicht mehr getrennt werden (Bei 200 MeV/c ist das Verhältnis $\frac{d(\pi)}{d(e)} = 1.5$).

Wenn ein Elektron identifiziert worden ist, brauchte nur noch die kinematische Zweideutigkeit von Gl. A9) entschieden zu werden. In den meisten Fällen war dies leicht möglich, wenn man die Forderung $200 \text{ MeV/c} < P_{K_2}^0 < 700 \text{ MeV/c}$ berücksichtigte.

Bis zu Impulsen von etwa 150 MeV/c konnten in der Projektion Elektronen von π - und μ -Mesonen mit bloßem Auge unterschieden werden; für höhere Impulse wurde eine Lückenlängenmessung ausgeführt (Fa 63, Le 62, Wi 59).

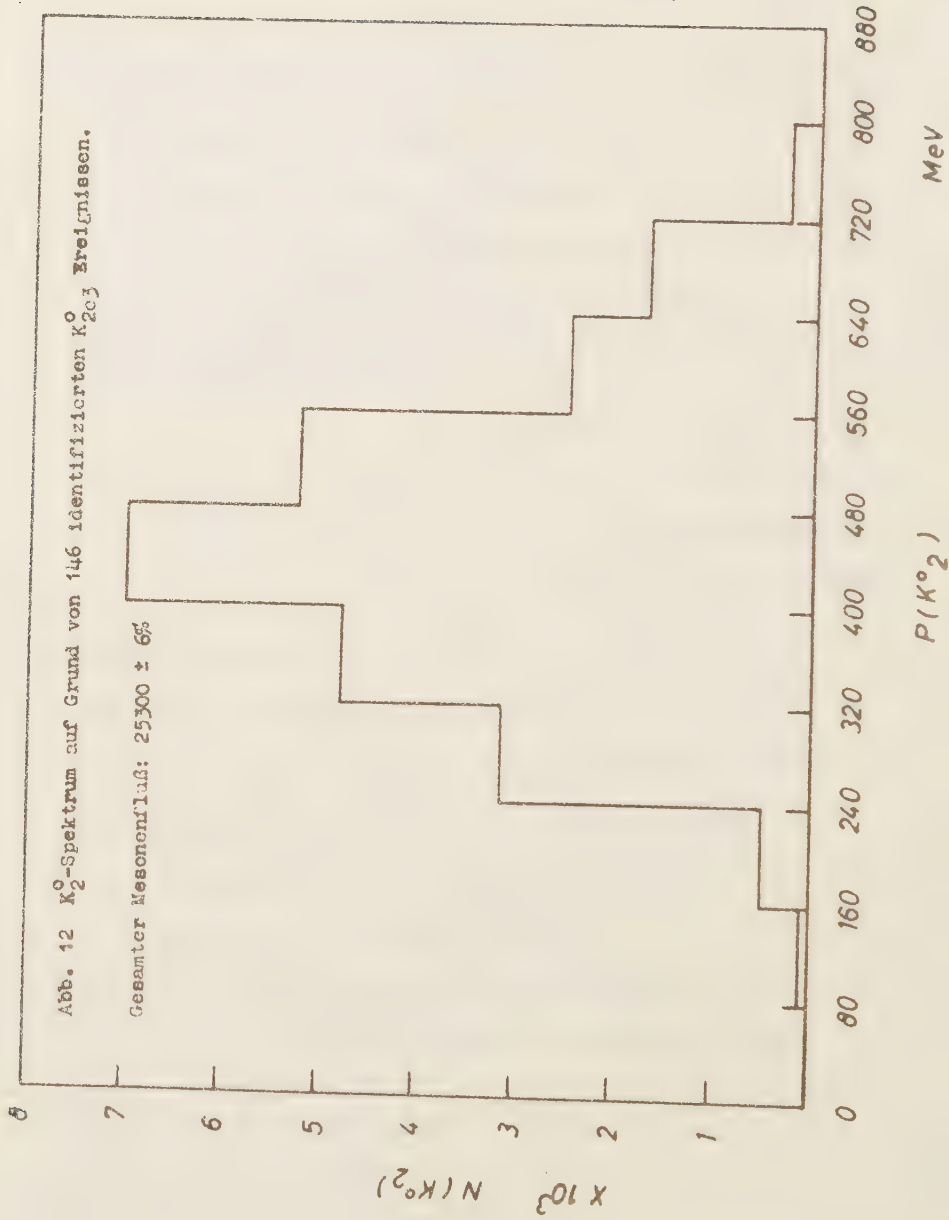
Die $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ Hypothese wurde immer akzeptiert, wenn sie sinnvolle K_2^0 -Impulse ergab und kein Teilchen als Elektron identifiziert worden war. Man kann an Hand der Phasenräume ausrechnen, daß durch diese Entscheidung nur wenige Ereignisse falsch eingeordnet werden. Die Korrekturen werden noch behandelt.

Alle Ereignisse, bei denen beide Spuren Impulse $P < 200 \text{ MeV/c}$ haben und die weder als K_{2e3}^0 noch als $K_{2\pi 3}^0$ erklärt werden können, sind "identifizierte $\pi\mu\nu$ ".

Falls eine oder zwei Spuren $P > 200 \text{ MeV/c}$ haben, und die $\pi\mu\nu$ Hypothese einen annehmbaren K_2^0 -Impuls liefert, wird das Ereignis als "nicht identifiziertes" $\pi\mu\nu$ eingestuft; falls nur die $\pi e\nu$ Hypothese einen vernünftigen K_2^0 -Impuls ergibt, ist das Ereignis ein "nicht identifiziertes" $\pi e\nu$.

Diskussion einiger anderer Hilfsmittel bei der Identifizierung von K_2^0 -Zerfällen.

- 1) Sekundäre π -Zerfälle nützen nicht viel, wenn man nicht entscheiden kann, ob das andere Teilchen ein Elektron, μ - oder π -Meson ist.
- 2) Sekundäre μ -Zerfälle treten selten auf. Oft kann man nicht entscheiden, ob das μ -Meson direkt beim K_2^0 -Zerfall erzeugt wurde oder das Zerfallsprodukt eines π -Meson ist. Aus diesem Grunde wurden μ -Zerfälle bei der Identifizierung nicht benutzt.



3) Auch die Winkel und Energien von δ -Strahlen konnten zur Identifizierung nicht benutzt werden. Nur bei wenigen Ereignissen (etwa 5) konnte die Zerfallsart durch Analyse eines δ -Strahls eindeutig bestimmt werden. Die Gruppe der so identifizierten Ereignisse wäre nicht repräsentativ gewesen, da der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von geeigneten δ -Strahlen von der Energie des stoßenden Teilchens abhängt (Ro 52).

Zur Identifizierung wurden dementsprechend nur die gemessene Blasendichte und der berechnete K_2^0 -Impuls benutzt. Zur Kontrolle der Identifizierungsvorschriften soll das von einem Polyäthylen-Target erwartete K_2^0 -Spektrum mit dem Spektrum von 146 identifizierten K_{e3} -Zerfällen verglichen werden.

Aus 146 K_{e3} -Ereignissen ergibt sich das in Abb. 12 dargestellte Impulsspektrum der K_2^0 -Mesonen in der Kammer. Aus diesem Spektrum ergibt sich der totale Fluß Φ von K_2^0 -Mesonen in der Kammer nach der Gleichung

$$(19) \quad \Phi_{K_2^0} = \sum_1 \frac{N_1 \rho \beta_1 \gamma_1 \tau c \varepsilon}{\eta \Delta x}$$

Summiert wird über die Intervalle von je 80 MeV/c Breite der Abb. 12.

Es bedeuten:

N_1 = Zahl der identifizierten $K_2^0 \rightarrow \pi e \nu$ -Ereignisse im 1 ten Impulsintervall

N = Zahl aller beobachteten K_2^0 -Zerfälle, einschließlich der "nicht identifizierten" Ereignisse, Ereignisse mit steilen Spuren, und als K_1^0 klassifizierte K_2^0 -Zerfälle.

$$\rho = \frac{N}{\sum_1 N_1}$$

β_1, γ_1 = β und γ des K_2^0 im 1 ten Impulsintervall

τ = Lebensdauer des $K_2^0 = 6.3 \pm \frac{1.6}{1.0} \cdot 10^{-8}$ sec

c = Lichtgeschwindigkeit

ϵ = das Verhältnis $\frac{\text{alle } K_2^0\text{-Zerfälle}}{\text{Zerfälle mit geladenen Sekundärteilchen}}$

η = Auffindungswahrscheinlichkeit $\approx 93\%$

Δx = Länge des effektiven Kammervolumens = 34 cm

Mit der Verteilung Abb. 12 und Formel (19) ergibt sich der Fluß

$$\Phi_{K_2^0} = 25\,300 \pm 6\%$$

Der Fehler setzt sich aus 4% statistischem und 2% geschätztem systematischen Fehler zusammen.

Mit einer "Monte Carlo Rechnung" wurde das K_2^0 -Impulsspektrum aus den bekannten K^0 Erzeugungsreaktionen berechnet. Diese Rechnung wurde auf der elektronischen Rechanlage G 3 des MPI für Physik und Astrophysik ausgeführt.

Das Target hat die chemische Zusammensetzung $(CH_2)_n$. Bei der Erzeugung von K^0 -Mesonen müssen also im Verhältnis 2 Protonen ohne Fermiimpuls, 6 Protonen mit Fermiimpuls und 6 Neutronen mit Fermiimpuls berücksichtigt werden. Die Fermi-Impulsverteilung im Kohlenstoffkern wurde z.B. von (Do 60) gemessen. Nach diesem Experiment haben die Energien der Protonen und Neutronen eine Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von 13 MeV.

Die K_2^0 -Mesonen wurden in der Blasenkammer unter einem Winkel von 47.5° gegen die Flugrichtung der π^- beobachtet. Wir betrachten ausschließlich eine K^0 -Erzeugung nach den Reaktionen $\pi^- + P \rightarrow K^0 + \begin{pmatrix} \Lambda^0 \\ \Sigma^0 \end{pmatrix}$ und $\pi^- + N \rightarrow K^0 + \Sigma^-$; dies ist wegen der verhältnismäßig niedrigen π^- -Energie (1.12 GeV) eine gute Näherung.

Nach den Sätzen für Impuls- und Energieerhaltung erhält man den K_2^0 -Impuls x aus der Gleichung

$$(20) \quad (2 \vec{K} \cdot \vec{P} - 4 E^2) x^2 + 4 \vec{K} \cdot \vec{P} (E^2 + m_K^2 - m_H^2 - \vec{P}^2) x + E^2 + m_K^2 - m_H^2 - \vec{P}^2 = 0$$

mit

$\vec{K}$ - Einheitsvektor in Richtung des K_2^0 -Impulses

$\vec{P}$ - Gesamtimpuls im Laborsystem des Systems π^- + Nukleon

E - Gesamtenergie des Systems im Laborsystem

m_H - Masse des Λ^0 oder Σ^- -Hyperons

Der K_2^0 -Impuls wurde nach Gl. (20) auf der G 3 berechnet.

Die Komponenten des Nukleonimpulses wurden innerhalb einer Kugel (Radius 300 MeV/c) in einem dreidimensionalen Gitter (Abstand der Gitterpunkte 20 MeV/c) variiert. Jeder Punkt im Impulsraum ergibt ein Ereignis, welches mit einem Gewicht ≤ 1 gezählt wird. Die Gewichte wurden aus der experimentellen Winkelverteilung der Hyperonen und der Fermiimpulsverteilung der Nukleonen berechnet. Die $\cos \vartheta$ -Verteilung der Hyperonen wurde nach folgenden Formeln durch Geraden angenähert:

$$W [\cos (P\Lambda^0)] \approx 32.5 + 75 \cos (P\Lambda^0)$$

$$W [\cos (N\Sigma^-)] \approx 19 + 11 \cos (N\Sigma^-)$$

$$W [\cos (P\Lambda^0)] \approx 28 - 20 \cos (P\Lambda^0)$$

Die Kurven wurden auf die partiellen Wirkungsquerschnitte normiert (Br 57, A1 63):

$$\sigma(\pi^- + P \rightarrow \Lambda^0 + K^0) = 0.24 \text{ mb}$$

$$\sigma(\pi^- + P \rightarrow \Sigma^0 + K^0) = 0.3 \text{ mb}$$

$$\sigma(\pi^+ + P \rightarrow \Sigma^+ + K^+) \approx \sigma(\pi^- + N \rightarrow \Sigma^- + K^0) = 0.3 \text{ mb}$$

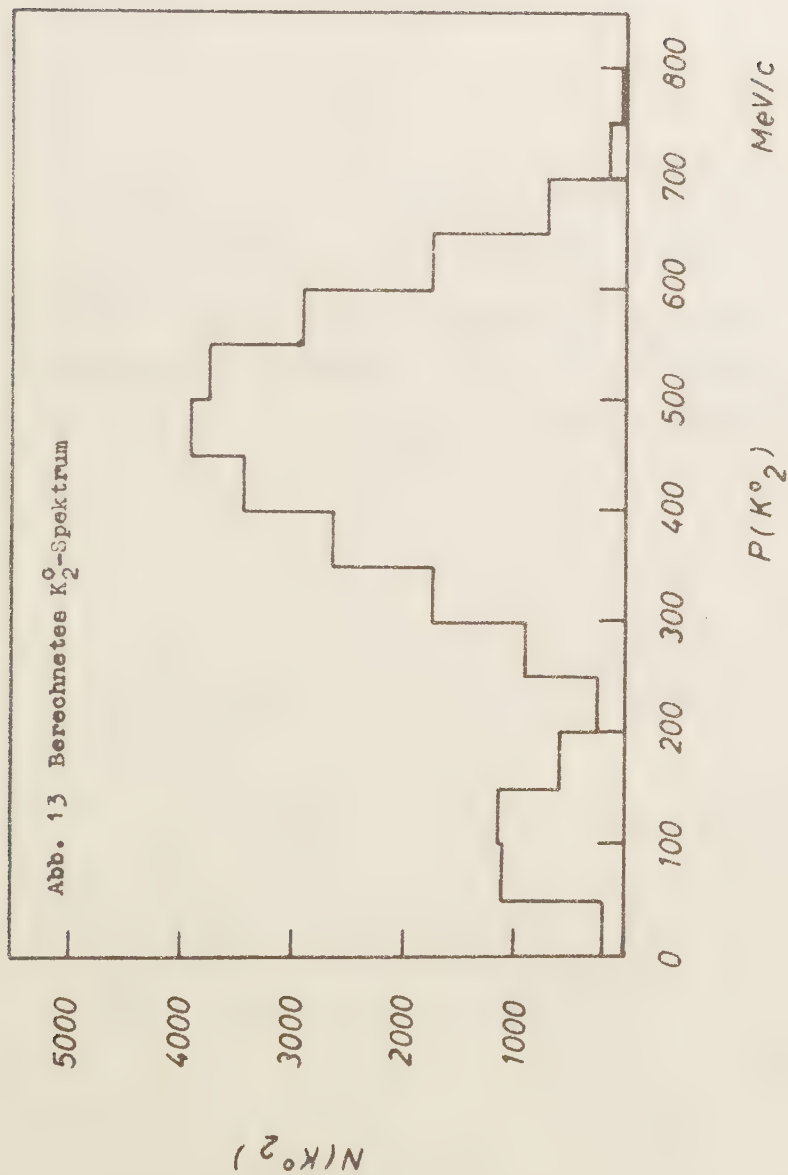


Abb. 13 gibt das Ergebnis der Rechnungen. Die Verteilung stimmt gut überein mit der K_2^0 -Verteilung von 146 π ev Fällen (Abb. 12).

D. E r g e b n i s s e.

1a. Zusammenstellung der Ereignissc.

Mit den schon beschriebenen Kriterien wurden in diesem Experiment die in Tab. 2) angegebenen Zahlen von Ergebnissen gefunden.

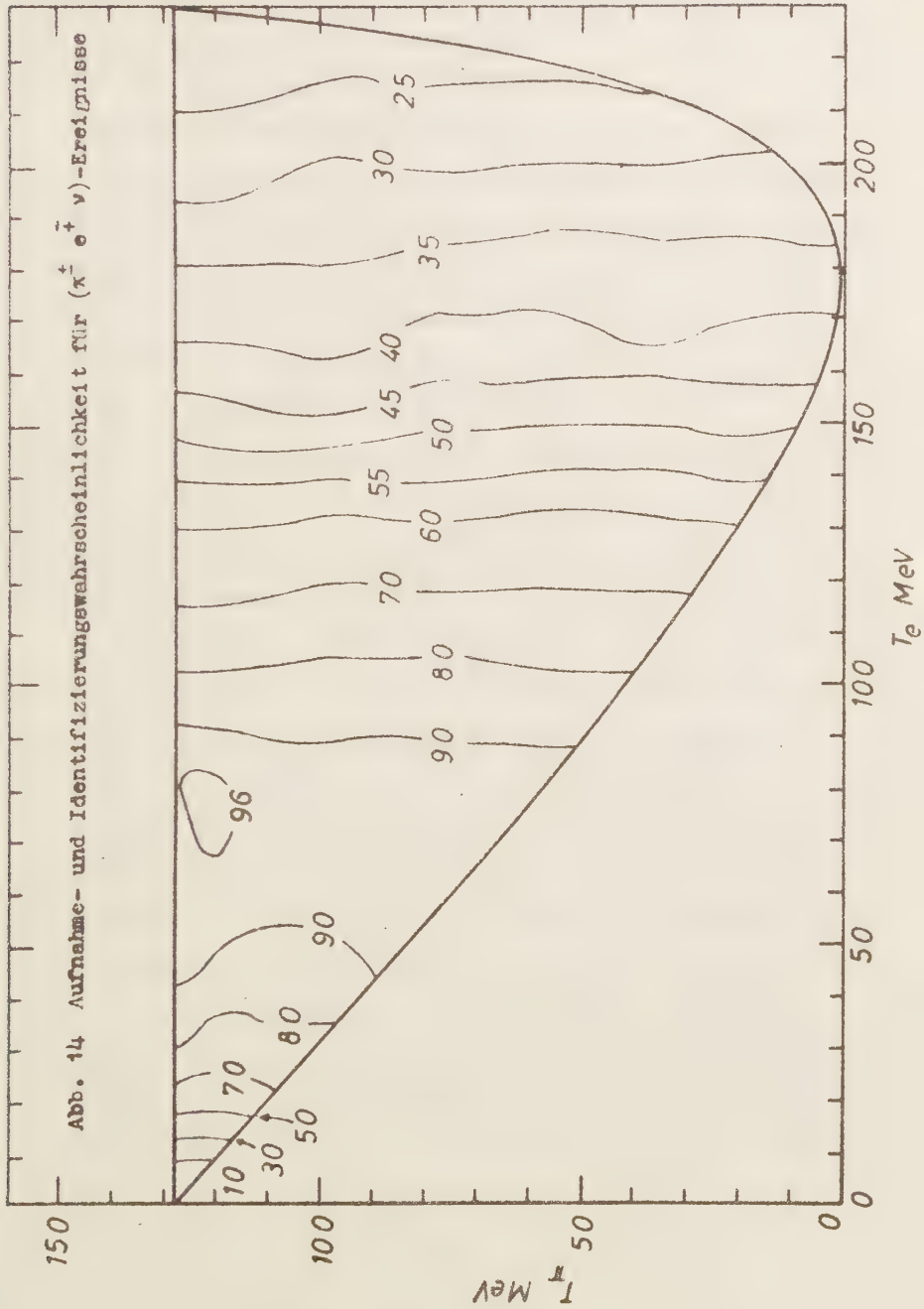
Tab. 2 - Zusammenstellung der Ereignisse

1)	$K_2^0 \rightarrow \pi e \nu$	
	(Identifizierung auf Grund von e^+ -Ionisation und K_2^0 -Impuls)	<u>Anzahl</u>
a)	$\pi^- e^+ \nu$:	74
b)	$\pi^+ e^- \nu$:	72
2)	$K_2^0 \rightarrow \pi \mu \nu$	
	(Ereignisse mit zwei schweren Sekundärteilchen mit Impulsen < 200 MeV/c und vernünftigen K_2^0 -Impuls, die nicht als $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ erklärt werden können. Zwischen $\pi^- \mu^+ \nu$ und $\pi^+ \mu^- \nu$ kann meist nicht unterschieden werden)	86
3)	$K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	
	(Alle Ereignisse, die mit dieser Hypothese erklärt werden können)	58
4)	Unsichere ("nicht identifizierte") Ereignisse	
a)	$K_2^0 \rightarrow \pi \mu \nu$	
	mindestens ein Teilchen hat einen Impuls über 200 MeV/c; aber das Ereignis kann mit dieser Hypothese gut erklärt werden	103
b)	$K_2^0 \rightarrow \pi e \nu$	
	wie a), doch diese Hypothese ist wesentlich günstiger	62
c)	Ereignisse, die wegen des Q-Wertes als K_1^0 eingestuft wurden, jedoch wegen des fehlenden Rückstoßprotons voraussichtlich "nicht identifizierte" K_2^0 -Zerfälle sind	22
Summe		487

Für die in Tab. 2 unter 1) bis 4b) genannten Ereignisse wurden die entsprechenden Daten-Karten aussortiert. Nur diese und die unter 4c) genannten Ereignisse werden bei den Ergebnissen berücksichtigt.

1b. Bestimmung der Korrekturfaktoren für verschiedene Ereignistypen.

Die Zahlen aus Tab. 2 müssen noch korrigiert werden, bevor die Verzweigungsverhältnisse gebildet werden können. Mit Hilfe eines Rechenmaschinenprogramms (IBM 704) wurden für die verschiedenen Zerfallsarten "künstliche Ereignisse" erzeugt, die im K_2^0 -Schwerpunktsystem den Phasenraum gleichmäßig ausfüllen. Für etwa 60 Punkte im Dalitz-Diagramm wurden z.B. je 230 Ereignisse "erzeugt", die durch Drehungen auseinander hervorgehen. Die Schwerpunktsgrößen der sichtbaren Zerfallsteilchen wurden bei verschiedenen K_2^0 -Impulsen ($200 \text{ MeV}/c \leq p_{K_2^0} \leq 650 \text{ MeV}/c$) ins Laborsystem transformiert. Bei den Ergebnissen wurde abgezählt, wieviele der erzeugten Ereignisse gefunden bzw. identifiziert worden wären. Zur Bestimmung der a priori Auffindwahrscheinlichkeit wurden die Kriterien von Seite 34 berücksichtigt. Da die Reichweite der Teilchen größer als 5 mm sein muß, steigt die Auffindwahrscheinlichkeit z.B. bei (π ev) etwas mit T_π .



In jedem der 9 Gebiete des Dalitz-Diagramms (Abb. 20, siehe die Diskussion auf Seite 83 über die Wahl der Gebietsgrenzen) wurde für den K_{e3} -Zerfall die mittlere Auffindungswahrscheinlichkeit a_i ($i = 1, \dots, 9$) bestimmt. Ebenfalls wurde der theoretische prozentuale Anteil b_i von Ereignissen im Gebiet i (auf Grund der Vektor-Wechselwirkung, siehe Tab. 7) bestimmt. Die totale Wahrscheinlichkeit für das Auffinden eines $\pi e \nu$ -Ereignisses ist dann näherungsweise

$$w_a(\pi e \nu) = \sum \frac{a_i b_i}{100} = 0.952 \pm 0.020$$

Wir geben einen geschätzten statistischen Fehler.

Die a priori Identifizierungswahrscheinlichkeit ergibt sich, wenn man den Anteil der gefundenen Ereignisse bestimmt, bei denen der Elektronenimpuls in den Grenzen

$$30 \text{ MeV/c} < p_{e\text{Lab}} < 200 \text{ MeV/c}$$

liegt. Abb. 14 gibt die so berechnete kombinierte Auffind- und Identifizierungswahrscheinlichkeit im Dalitz-Diagramm. Der Mittel-Wert für diese Grösse ergibt sich aus Abb. 14 zu

$$w_1(\pi e \nu) = 0.62 \pm 0.03.$$

Wir haben die Aufnahmewahrscheinlichkeiten für $K_2^0 \rightarrow \pi e \nu$ und $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ auf die gleiche Art unter Annahme einer

gleichmäßigen Verteilung der Ereignisse im Dalitz-Diagramm berechnet. Wir erhalten die Werte:

$$w_a(\pi\mu\nu) = 0.950 \pm 0.020$$

$$w_a(\pi\pi\pi) = 0.943 \pm 0.020$$

Da alle Ereignisse, die mit der Hypothese $K_2^0 \rightarrow \pi\pi\pi$ erklärt werden konnten, als $K_{\pi 3}$ eingestuft wurden, mußte untersucht werden, wieviele $K_{\mu 3}$ -Ereignisse auch eine $K_{\pi 3}$ -Deutung zuließen. Auf Grund von 15000 mit einer Monte-Carlo-Rechnung erzeugten $K_{\mu 3}$ -Ereignissen wurde festgestellt, daß $(4.4 \pm 1.0)\%$ der $\pi\mu\nu$ als $\pi\pi\pi$ eingeordnet werden. Es konnte festgestellt werden, daß weniger als 1% der $\pi e \nu$ als $\pi\pi\pi$ eingestuft werden.

Eine weitere Korrektur der $\pi\mu\nu$ - und $\pi\pi\pi$ -Ereignisse ergibt sich daraus, daß alle $K_{\pi 3}$ -Ereignisse mit $\alpha - \alpha_{\max}(\pi\pi\pi) > 0$ (Ergebnis von Meßfehlern und Abweichungen der K_2^0 -Mesonen von der Nominalrichtung) als $\pi\mu\nu$ eingeordnet wurden, da $\alpha_{\max}(\pi\mu\nu) > \alpha_{\max}(\pi\pi\pi)$ ist. In Abb. 15 wurde die experimentelle Verteilung von $\alpha_{\max} - \alpha$ bei $K_{2\pi 3}^0$ -Zerfällen aufgetragen. Setzt man die Verteilung nach negativen $\alpha_{\max} - \alpha$ bis -3° fort, muß man noch 9 ± 5 Ereignisse zur $\pi\pi\pi$ -Klasse hinzuzählen. Siehe Abb. 10 zur Definition von α .

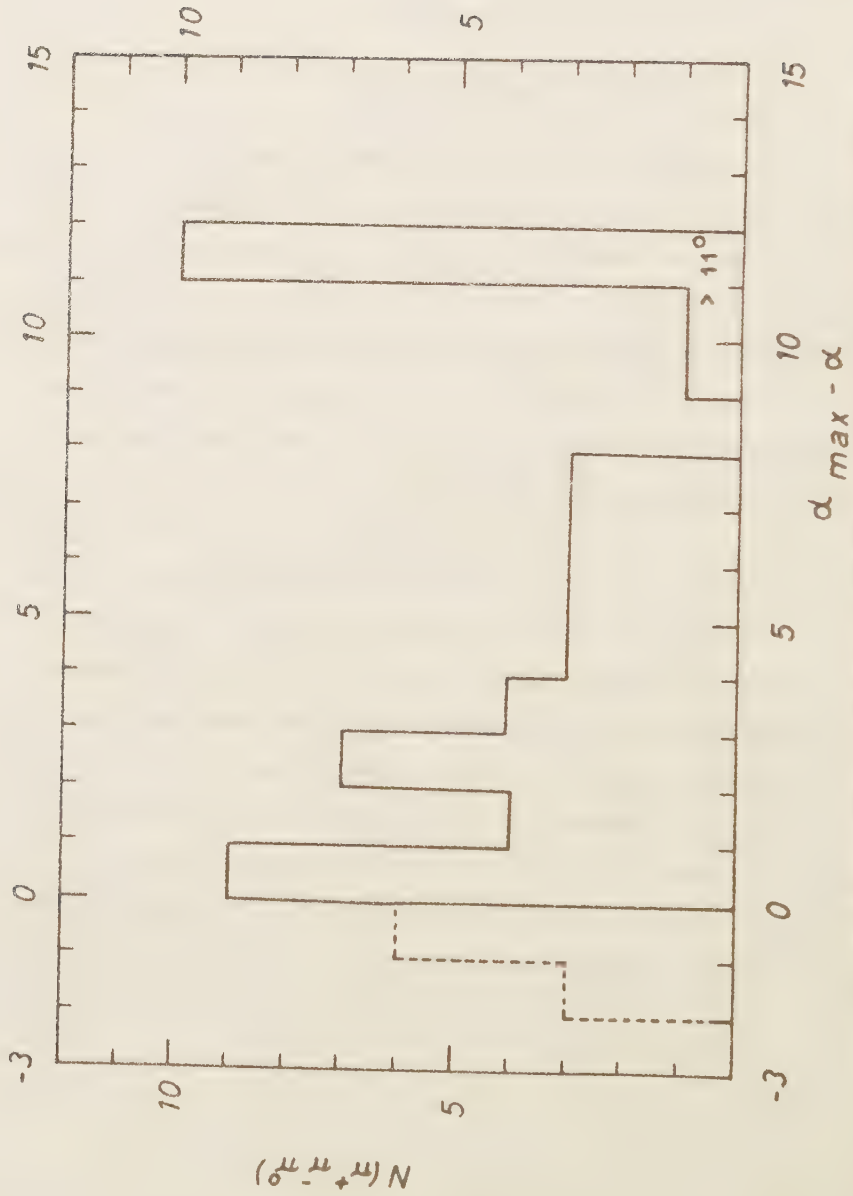


Abb. 15 Zur Bestimmung der Zahl der verlorenen $\pi^+\pi^-\pi^0$ - Ereignisse

Das Verhältnis $R_1 = \frac{N(\pi^- e^+ \nu)}{N(\pi^+ e^- \nu)}$ wird von diesen Korrekturen nicht berührt. Es ergibt sich aus Tab. 2:

$$R_1 = 1.03 \pm 0.17$$

Dies Ergebnis stimmt gut überein mit dem bei T-invarianten Zerfällen theoretisch erwarteten Wert $R_1 = 1$ (Ga 57, Le 57). Allerdings ist das Ergebnis nicht kritisch. Weinberg (We 58) hat berechnet, daß R_1 nur um etwa 0.16 von 1 abweichen kann, da der Zerfall $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ nicht beobachtet wird. Unser Wert stimmt mit denen von Bardon et al (Ba 58) und Neagu et al. (Ne 61) überein.

Die korrigierten Ereigniszahlen sind:

$$N(\pi e \nu) = 236 \pm 23$$

$$N(\pi \mu \nu) = 216 \pm 34$$

$$N(\pi \pi \pi) = 62 \pm 10$$

Die Berechnung dieser Zahlen und der Fehler wird in Anhang 3 durchgeführt.

1c. Verzweigungsverhältnisse beim K_2^0 -Zerfall.

Tab. 3 gibt die Verzweigungsverhältnisse beim K_2^0 -Zerfall. Das Verhältnis $R_2 = \frac{N(\pi \mu \nu)}{N(\pi e \nu)}$ wird gesondert angegeben, da die Werte $N(\pi \mu \nu)$ und $N(\pi e \nu)$ korreliert sind. Die Fehlerrechnung für R_2 findet sich ebenfalls im Anhang 3.

Tab. 3 Verzweigungsverhältnis beim K_2^0 -Zerfall.

$$K_2^0 \rightarrow \pi e \nu \quad - \quad (45.9 \pm 4.5)\%$$

$$K_2^0 \rightarrow \pi \mu \nu \quad - \quad (42.0 \pm 6.6)\%$$

$$K_2^0 \rightarrow \pi \pi \pi \quad - \quad (12.1 \pm 2.0)\%$$

$$R_1 = \frac{N(\pi^- e^+ \nu)}{N(\pi^+ e^- \bar{\nu})} = 1.03 \pm 0.17$$

$$R_2 = \frac{\pi^+ \mu^+ \nu}{\pi^+ e^+ \nu} = 0.92 \pm 0.22$$

Die Daten der Tab. 3 sollen mit den entsprechenden K^+ -Daten verglichen werden. Daraus ergeben sich Kriterien für die Gültigkeit einiger empirischer Regeln:

$$\Delta I_L = 1/2, \quad \Delta Q = \Delta S, \quad \Delta I_N = 1/2$$

Das L bei ΔI soll andeuten, daß es sich um leptonische Zerfälle handelt, N bedeutet "nicht leptonische Zerfälle".

2. Vergleich der K_{213}^0 - und K_{13}^+ -Raten. (Gültigkeit der Regel $\Delta I_L = 1/2$).

Wir wollen zunächst die Zerfallsamplituden des K_{13} ($l = \mu$ oder e) in Eigenzustände von I und I_3 zerlegen (Spurionen).

Folgende Amplituden können bei K_{13} auftreten:

$$a(1/2 \ 1/2), \ a(3/2 \ 1/2), \ a(3/2 \ 3/2)$$

$(1/2 \ 1/2)$ bedeutet hier z.B. $\Delta I = 1/2$, $\Delta I_3 = 1/2$ beim Zerfall des K-Mesons.

Mit Berücksichtigung der Clebsch-Gordan-Koeffizienten (Bl 52) erhält man folgende Zerfallsraten (Al 62)

$$\begin{aligned} (21) \quad \Gamma(K^0 \rightarrow 1^+ + \pi^- + \nu) &= \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow 1^- + \pi^+ + \bar{\nu}) \\ &= |-2 a(1/2 \ 1/2) + a(3/2 \ 1/2)|^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (22) \quad \Gamma(K^0 \rightarrow 1^- + \pi^+ + \bar{\nu}) &= \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow 1^+ + \pi^- + \nu) \\ &= |\sqrt{6} a(3/2 \ 3/2)|^2 \end{aligned}$$

$$(23) \quad \Gamma(K^+ \rightarrow 1^+ + \pi^0 + \nu) = |\sqrt{2} a(1/2 \ 1/2) + \sqrt{2} a(3/2 \ 1/2)|^2$$

Setzt man K_2^0 und K_1^0 nach Gl. 1 aus K^0 und $\bar{K}^0$ zusammen, ergibt sich:

$$\begin{aligned} (24) \quad \Gamma(K_2^0 \rightarrow 1^+ + \pi^- + \nu) &= \Gamma(K_2^0 \rightarrow 1^- + \pi^+ + \bar{\nu}) \\ &= 1/2 |-2 a(1/2 \ 1/2) + a(3/2 \ 1/2) - \sqrt{6} a(3/2 \ 3/2)|^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (25) \quad \Gamma(K_1^0 \rightarrow 1^+ + \pi^- + \nu) &= \Gamma(K_1^0 \rightarrow 1^- + \pi^+ + \bar{\nu}) \\ &= 1/2 |-2 a(1/2 \ 1/2) + a(3/2 \ 1/2) + \sqrt{6} a(3/2 \ 3/2)|^2 \end{aligned}$$

Da bei diesen Reaktionen keine Baryonen beteiligt sind, gilt die Formel

$$S = 2 (Q - I_3)$$

S - Strangeness

Q - Ladung

Die Regel $\Delta Q = \Delta S$ ist gleichbedeutend mit

$$\Delta I_3 = \frac{\Delta Q}{2}$$

Da $\Delta Q = 3$ nicht vorkommt, muß bei K-Zerfällen für $\Delta Q = \Delta S$ gelten:

$$a(3/2 \ 3/2) = 0$$

Für $\Delta I_L = 1/2$ ist

$$a(3/2 \ 1/2) = 0 \quad \text{und}$$

$$a(3/2 \ 3/2) = 0.$$

Diese Regel ist also weitergehend als $\Delta Q = \Delta S$.

Aus $\Delta Q = \Delta S$ folgt nach (24) und (25) also:

$$\frac{\Gamma(K_{113}^0)}{\Gamma(K_{213}^0)} = R_3 = 1$$

In zwei Experimenten (Al 62, El 62) wurden R_3 -Werte von $6.6 \pm \frac{6}{4}$ und $11.9 \pm \frac{7.5}{5.6}$ gemessen.¹⁾ Die Regel $\Delta Q = \Delta S$ stimmt schlecht überein mit den experimentellen Ergebnissen. Wir wollen in folgenden jedoch $\Delta Q = \Delta S$ annehmen und den Einfluß der Regel $\Delta I_L = 1/2$ auf das Verhältnis der K_2^0 - und K^+ -Raten untersuchen.

Für reines $\Delta I_L = 1/2$ ergibt sich aus (23) und (24)

$$\Gamma K_{213}^0 = 2 \Gamma K_{13}^+$$

(Es ist zu beachten, daß K_2^0 in zwei Ladungszuständen ($\pi^+ 1^- \bar{\nu}$ und $\pi^- 1^+ \nu$) zerfallen kann, während K^+ nur in $\pi^0 1^+ \nu$ zerfällt.

1) Der neueste Mittelwert aus verschiedenen nicht ganz übereinstimmenden Messungen ist etwa $R_3 = 2.5 \pm 1$ (Siena-Konferenz)

Für reines $\Delta I_L = 3/2$ erhält man

$$\Gamma K_{213}^0 = 1/2 \Gamma K_{13}^+$$

Wegen der Massenunterschiede von K^+ und K^0 bzw. π^+ und π^0 mußten in diese Beziehungen noch Phasenraumfaktoren eingefügt werden, auf die es bei den Betrachtungen in dieser Arbeit jedoch nicht ankommt.

Um die Raten für K^+ und K_2^0 zu bestimmen, brauchen wir die Lebensdauer der Teilchen und das Verzweigungsverhältnis für $K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$. Mittelwerte für die Lebensdauern aus mehreren Experimenten sind

$$\tau(K^+) = (1.224 \pm 0.013) \cdot 10^{-8} \text{ sec} \quad (\text{Al } 57, \text{F1 } 56, \text{F1 } 57)$$

$$\Gamma(K^+) = (8.18 \pm 0.08) \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1} \quad (\text{Al } 57-1)$$

$$\tau(K_2^0) = (6.1 \pm \frac{1.6}{1.1}) \cdot 10^{-8} \text{ sec} \quad (\text{Ba } 58, \text{Cr } 59)$$

$$\Gamma(K_2^0) = (1.64 \pm .35) \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$$

Das Verzweigungsverhältnis für $K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ ist von Anikina et al. (An 62) gemessen worden. Auf Grund von 28 Dalitzpaaren bei 4100 K_2^0 -Zerfällen in einer Nebelkammer finden diese Autoren:

$$\frac{N(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{N(K_2^0 \rightarrow \text{geladene Zerfälle})} = 0.38 \pm 0.07$$

Es ergibt sich also mit den Verzweigungsverhältnissen der Tab. 3:

$$R_3 = \frac{N(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{N(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 3.1 \pm 0.8$$

Falls die π -Mesonen beim $K_{\pi 3}$ -Zerfall im Zustand $I = 1$ gebildet werden (siehe Abschnitt 3b), erwartet man $R_3 = 3/2$. Berücksichtigt man noch die Phasenraumfaktoren für $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ und $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (Da 56), erhält man:

$$R_3 = 1.83$$

In Tab. 4 wurden die K_2^0 -Raten für beide Werte von R_3 berechnet. Zum Vergleich werden in Tab. 4 die K^+ -Raten nach R o o et al. (Ro 61) gegeben.

Tab. 4 Partielle Raten

	$\Gamma(K^+)$ $[10^6 \text{ sec}^{-1}]$	
$\pi^0 e^+ \nu$	4.09 $\pm$ 0.41	
$\pi^0 \mu^+ \nu$	3.93 $\pm$ 0.49	
$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	1.39 $\pm$ 0.16	
$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	4.66 $\pm$ 0.25	
	$\Gamma(K_2^0) (R_3=3.1)$	$\Gamma(K_2^0) (R_3=1.83)$
	$[10^6 \text{ sec}^{-1}]$	$[10^6 \text{ sec}^{-1}]$
$\pi^+ \pi^0 \pi^-$	5.4 $\pm$ 1.3	6.1 $\pm$ 1.5
$\pi^+ \mu^+ \pi^-$	5.0 $\pm$ 1.4	5.7 $\pm$ 1.6
$\pi^+ \pi^+ \pi^0$	1.4 $\pm$ 0.4	1.6 $\pm$ 0.5
$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	4.5 $\pm$ 1.3	3.0 $\pm$ 0.8

Der Vergleich der leptonischen Zerfälle von K^+ und K_2^0 zeigt, daß die experimentellen Raten bei Berücksichtigung der Messungen von Alexander et al. ($R_3 = 3.1$) nur durch eine Mischung von $\Delta I_L = 1/2$ und $\Delta I_L = 3/2$ erklärt werden können. Bei Gültigkeit der Regel

$\Delta I_N = 1/2$ ($R_3 = 1.83$) können die Ergebnisse innerhalb der Fehlergrenzen noch mit $\Delta I_L = 1/2$ erklärt werden.

Alexander et al. (Al 52) fanden auf Grund von 14 Zerfällen $\Gamma(K_{213}^0) = (7.31 \pm 2.49) 10^6 \text{ sec}^{-1}$. Dieser Wert stimmt gut mit unserem Ergebnis überein (10.4 für $R_3 = 3.1$ und 11.8 für $R_3 = 1.83$). Damit wird es unwahrscheinlich, daß die K^+ - und K_2^0 -Raten mit $\Delta I_L = 1/2$ erklärt werden können.

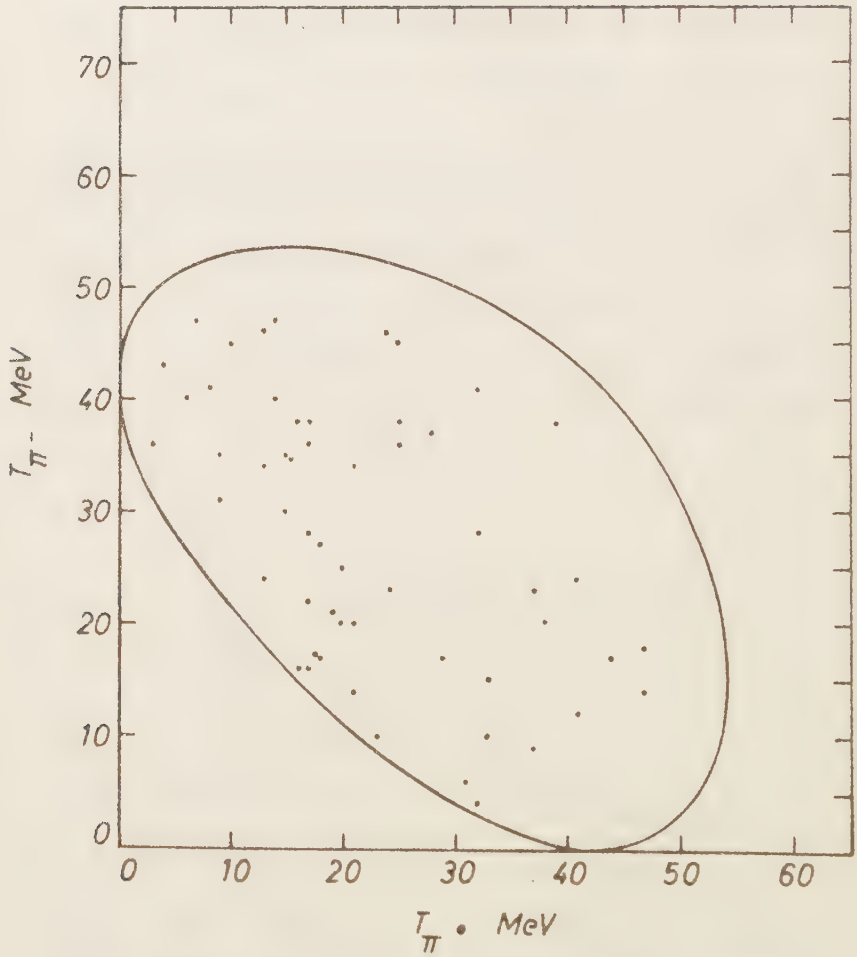
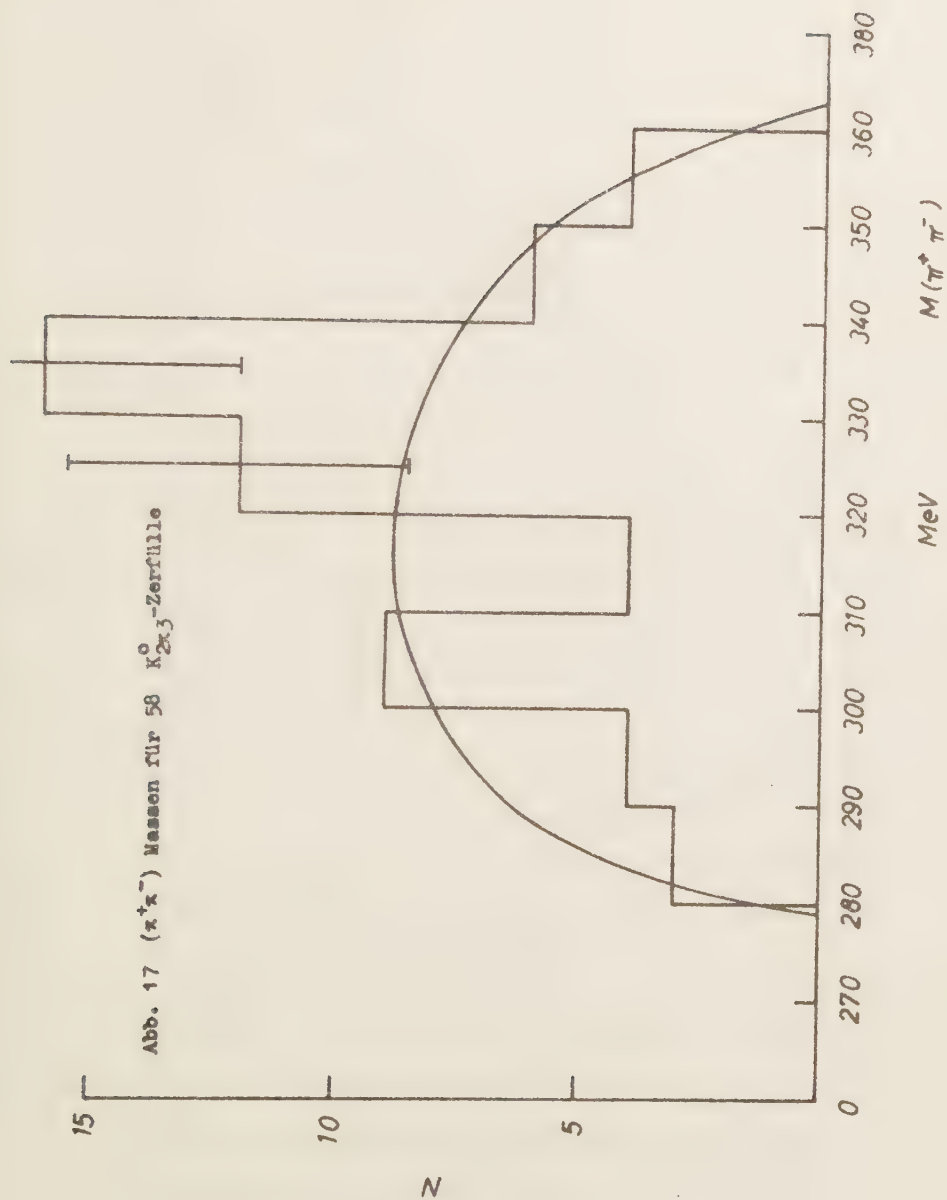


Abb. 16 Dalitz-Diagramm für 58 $K_{2\pi 3}^0$ -Zerfälle



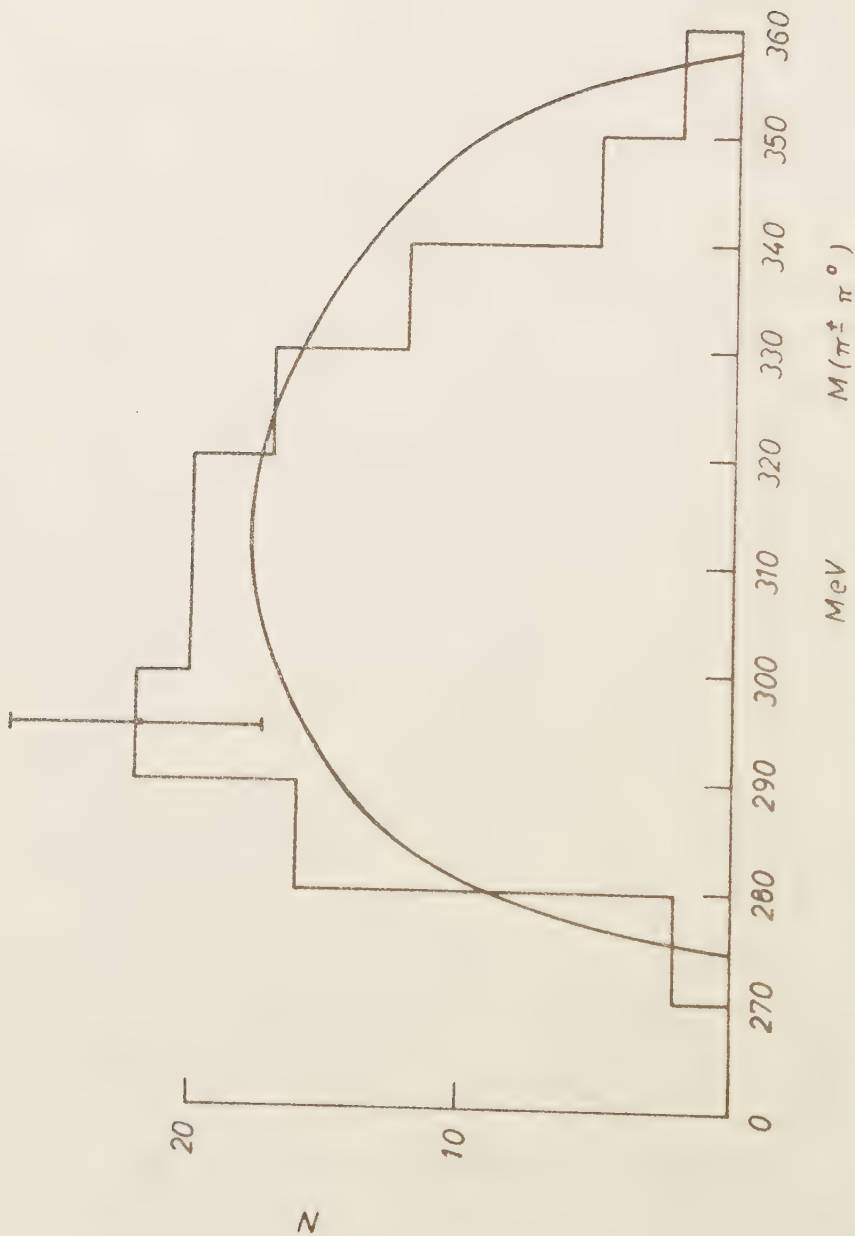


Abb. 18 $(\pi^+ \pi^0)$ -Massen für 58 K^0_{23} -Zerfälle

Analyse der $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ -Ereignisse.

3a. $(\pi^+ \pi^-)$ -Massenspektrum.

Das Dalitz-Diagramm für 58 $K_{2\pi 3}^0$ -Zerfälle ist in Abb. 16 gegeben. Zwei Erscheinungen sind bemerkenswert:

- 1) Die geringe Dichte der Ereignisse bei großen $T(\pi^0)$.
- 2) Eine Häufung von Ereignissen bei $12 \text{ MeV} < T(\pi^0) < 20 \text{ MeV}$.

Die Häufung kann durch eine $(\pi^+ \pi^-)$ -Resonanz hervorgerufen werden. Wir geben deshalb in Abb. 17 das Massenspektrum für die Kombination $(\pi^+ \pi^-)$. Tatsächlich ist bei etwa 332 MeV eine Abweichung (2 Standardabweichungen) vom Phasenraum zu sehen. Die Kombinationen $(\pi^+ \pi^0)$ und $(\pi^- \pi^0)$ zeigen keine Abweichungen vom Phasenraum (Abb. 18). Dem Abfall nach rechts in Abb. 17 entspricht das Abweichen des linken Punktes von der Geraden in Abb. 19 Seite 73. Es wurde schon angeführt, daß voraussichtlich wegen Meßungenauigkeiten und Abweichungen des K_2^0 -Impulses von der Richtung des Strahls einige $K_{\pi 3}$ -Zerfälle als $K_{\mu 3}$ eingeordnet wurden. Bei diesen Ereignissen ist jedoch der Winkel α zwischen K_2^0 und resultierendem Impuls der sichtbaren Teilchen groß. Dann sind auch die π^0 -Impulse senkrecht zur Flugrichtung des K_2^0 und die kinetische Energie T_3 im Schwerpunktsystem groß. Auf diese Weise gehen also höchstens Ereignisse im linken Teil des Spektrums

Abb. 17 verloren, der Abfall des Spektrums nach rechts und das Abweichen des 1. Punktes in Abb. 19 von der Geraden kann damit nicht erklärt werden.

Auch die Spektren bei τ' (Gi 63 und besonders Bo 61) haben die Andeutung eines Maximums bei kleinen $T(\pi^+)$, also großen $(\pi^0\pi^0)$ -Massen. Bei diesen Arbeiten können jedoch leicht Ereignisse mit kleinen π^+ -Energien übersehen worden sein. Falls diese Resonanz wirklich ist, wird sie sich bei τ -Zerfällen nicht so stark zeigen, da jeweils zwei Kombinationen mit $I_3 = 0$ gebildet werden können.

Im Dalitz-Diagramm von 1347 τ^- -Zerfällen (Fe 61) ist von dieser Resonanz nichts zu sehen. Es ist zu hoffen, daß sich die Lage klärt, wenn mehr τ' und K_2^0 -Daten zur Verfügung stehen.

2b. Vergleich der Raten und Energiespektren bei $K_{2\pi 3}^0$ und $K_{\pi 3}^+$. (Gültigkeit der Regel $\Delta I_N = 1/2$).

Im folgenden soll versucht werden, die Abweichung vom Phasenraum durch die Struktur des Matrixelements beim K -Zerfall zu erklären. Lediglich zum Schluß der Diskussion werden einige theoretische Arbeiten angeführt, die sich mit dem Problem der starken Wechselwirkungen im Endzustand befassen. Wir benutzen für das Matrixelement eine

Approximation, die nur linear von der Energie des ungleichen π abhängt (Ba 63, We 60) und schreiben die Verteilungsfunktion für T_3 in der Form:

$$w\left(\frac{T_3}{T_{3\max}}\right) = 1 + c_1 \left(\frac{T_3}{T_{3\max}} - 1/2\right)$$

$T_{3\max}$ ist die maximal erlaubte kinetische Energie (τ : 48.3 MeV, τ' : 53.3 MeV, K_2^0 : 53.9 MeV).

D a l l i t z (Da 56) hat gezeigt, daß 3 π -Mesonen sieben Eigenzustände des Isotopenspin I haben können, ein Zustand hat $I = 3$, zwei haben $I = 2$, drei haben $I = 1$ und einer hat $I = 0$. Nach B a r t o n et al. (Ba 63) bleiben 4 Zustände übrig, wenn man höchstens eine lineare Abhängigkeit des Matrixelements vom Impuls des ungleichen π -Mesons zuläßt und die Symmetrieeigenschaften der π -Mesonen berücksichtigt. Zwei Zustände mit $I = 1$ und 3 sind unabhängig von T_3 , zwei Zustände mit $I = 1$ und 2 sind linear abhängig.

B a r t o n et al. (Ba 63) geben mit den Amplituden dieser Zustände für die partiellen Zerfallsraten folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} (26) \quad \Gamma(++-) &= \frac{1}{2 \cdot 15} |2a^+(1, S) + a^+(3, S)|^2 \\ \Gamma(00+) &= \frac{1}{2 \cdot 15} |-a^+(1, S) + 2a^+(3, S)|^2 \\ \Gamma(+ - 0) &= \frac{1}{2 \cdot 15} |\sqrt{2} a^0(1, S) + \sqrt{3} a^0(3, S)|^2 \\ \Gamma(000) &= \frac{1}{3 \cdot 15} |-\sqrt{3} a^0(1, S) + \sqrt{2} a^0(3, S)|^2 \end{aligned}$$

Die Steigungen der Spektren bei diesen 4 Zerfällen sind:

$$(27) \quad c_1(++-) \approx \frac{+\sqrt{5} [a^+(1, L) + a^+(2, L)]}{|2 a^+(1, S) + a^+(3, S)|}$$

$$c_1(00+) \approx \frac{-\sqrt{5} [a^+(1, L) - a^+(2, L)]}{[a^+(1, S) - 2a^+(3, S)]}$$

$$c_1(+0-) \approx \frac{-\sqrt{10} a^0(1, L)}{\sqrt{2} a^0(1, S) + \sqrt{3} a^0(3, S)}$$

$$c_1(000) \approx 0$$

Hier sind $a(I, x)$ die Amplituden für die 3 π -Zustände mit Isotopenspin I. $x = S$ ist ein Zustand, der unabhängig von T_3 ist, $x = L$ ist linear von T_3 abhängig.

Die Unterschiede zwischen a^+ und a^0 ergeben sich aus den Matrixelementen $(\lambda, \mu, \gamma, \eta)_{2\Delta I}$ mit definiertem ΔI :

$$\begin{aligned} (28) \quad a^+(1, S) &= \lambda_1 - 1/2 \lambda_3 & a^0(1, S) &= \lambda_1 + \lambda_3 \\ a^+(1, L) &= \mu_1 - 1/2 \mu_3 & a^0(1, L) &= \mu_1 + \mu_3 \\ a^+(2, L) &= 3/4 \gamma_3 - 1/3 \gamma_5 & a^0(2, L) &= 0 \text{ bei CP Invarianz} \\ a^+(3, S) &= 2/3 \eta_5 - 3/8 \eta_7 & a^0(3, S) &= \eta_5 + \eta_7 \end{aligned}$$

Die Gleichungen (28) ergeben sich mit Hilfe der Clebsch-Gordan Koeffizienten (Bl 52). Wegen CP-Erhaltung ist

$$\langle K^0 | 3\pi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle K_1^0 + K_2^0 | 3\pi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle K_2^0 | 3\pi \rangle$$

Mit den Formeln von Barton et al. erwartet man, wie unten angeführt, bei speziellen Auswahlregeln die Zerfallsraten und Steigungen der Tab. 5.

Tab. 5 Verhältnis der $(K \rightarrow 3\pi)$ -Raten und -Steigungen für spezielle Auswahlregeln.

$\Delta I_N = 1/2$			$\Delta I_N = 3/2, I(3\pi) = 1$			$\Delta I_N = 5/2, I(3\pi) = 3$		
Raten	a) $\Delta N / \Delta T_3$		Raten	b) $\Delta N / \Delta T_3$		Raten	c) $\Delta N / \Delta T_3$	
++-	4 a_1	+1	4 a_1	+1		4 a_1	0	
oo+	1 a_2	-2	1 a_2	-2		16 a_2	0	
+ - 0	2 a_3	-2	8 a_3	-2		27 a_3	0	
ooo	3 a_4	0	12 a_4	0		18 a_4	0	

Die a_i sind Phasenraumfaktoren. Nach D a l l i t z (Da 56) ist :

$$a_1 = 0.639$$

$$a_2 = 0.795$$

$$a_3 = 0.829$$

$$a_4 = 1.000$$

Die Auswahlregeln der Tab. 5 sind:

a) $\Delta I_N = 1/2.$

In diesem Fall sind nur λ_1 und $\mu_1 \neq 0$. Nach Gleichung (28) ist damit:

$$a^+(1, S) = a^0(1, S)$$

$$a^+(1, L) = a^0(1, L)$$

b) $\Delta I_N = 3/2, I(3\pi) = 1$.

In diesem Fall ist nach Gleichung (28):

$$a^+(1, S) = -1/2 a^0(1, S)$$

$$a^+(1, L) = -1/2 a^0(1, L)$$

c) $\Delta I_N = 5/2, I(3\pi) = 3$.

Nach Gleichung (28) ist:

$$a^+(3, S) = 2/3 a^0(3, S)$$

Die $K_{3\pi}^+$ -Raten und die in dieser Arbeit bestimmte Rate für $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (Tab. 4) können weder mit $\Delta I_N = 1/2$ noch mit $\Delta I_N = 3/2$ erklärt werden. Beim Vergleich von $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ und $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ist bei Gültigkeit der Regel $\Delta I_N = 1/2$ die K_2^0 -Rate in Tab. 4 um etwa 4 Standardabweichungen zu niedrig. Viele andere Experimente stimmen gut überein mit $\Delta I_N = 1/2$, (siehe Seite 111). Es lässt sich nicht völlig ausschliessen, dass $K_{2\pi 3}^0$ -Ereignisse bei der angewandten indirekten Identifizierungsmethode (siehe Seite 42) z.B. wegen der Messfehler falsch eingeordnet wurden.

Nach unserem Experiment ist sowohl $I(3\pi) = 1$ als auch $I(3\pi) = 3$ möglich. Durch das Experiment von Anlikina et al. (An 62) werden wegen der großen $(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)$ -Rate reine Zustände $I = 1$ und $I = 3$ ausgeschlossen.

Für die 58 $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ -Zerfälle ist in Abb. 19 für 6 Intervalle von T_3 die GröÙe $\frac{N_1}{N_{1\text{phas}}}$ aufgetragen. Hier ist N_1 die Zahl der Ereignisse im 1. ten Energieintervall, $N_{1\text{phas}}$ die auf Grund des Phasenraums erwartete Anzahl in

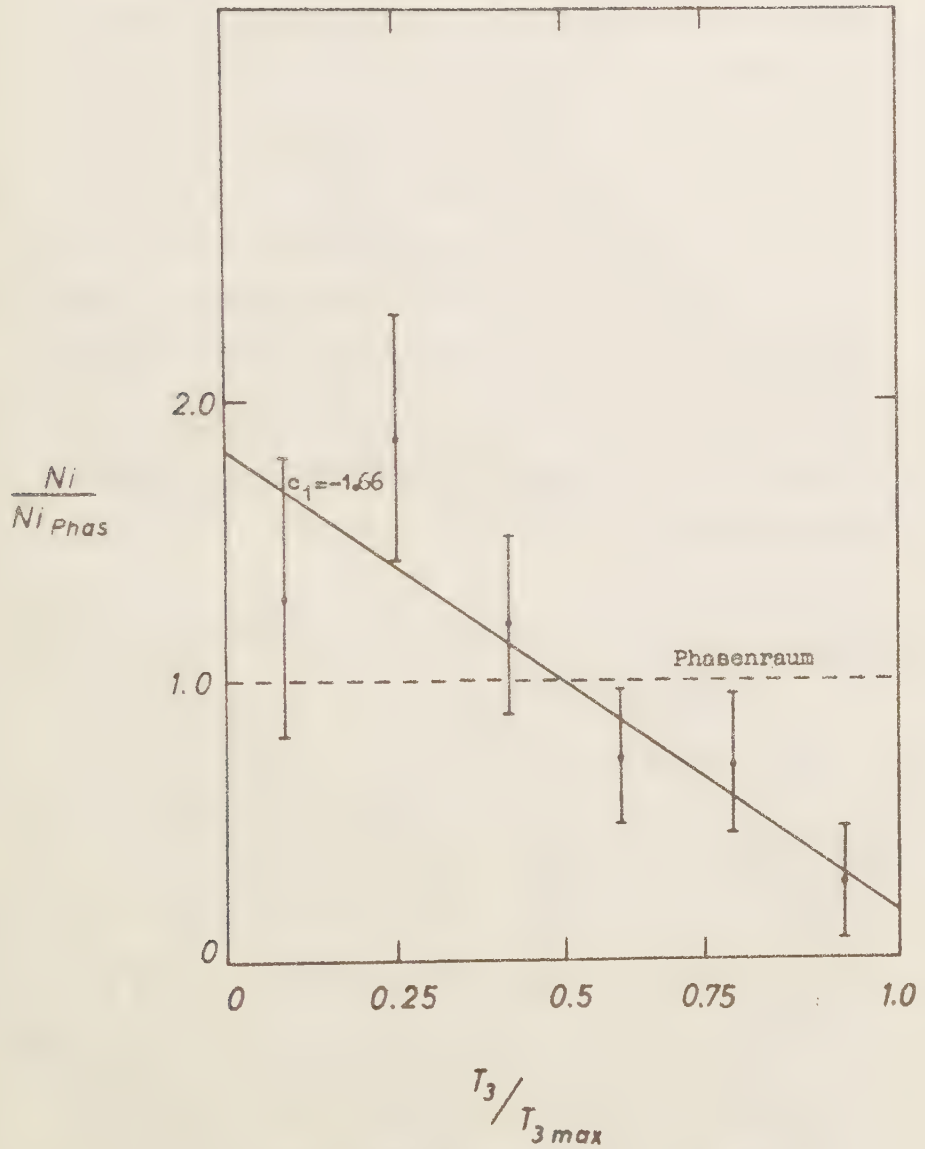


Abb. 19 Abweichung des κ^0 -Spektrums vom Phasenraum
bei $\kappa_2^0 \kappa_3$

diesem Intervall. Der relativistische Phasenraum wurde mit einem Programm von J. T i e t g e auf der G 3 berechnet. Durch die Punkte der Abb. 19 wurde nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Gerade gelegt, die die Steigung $c_1(K_2^0) = -1.66 \pm 0.46$ hat. Zum Vergleich wurden 122 τ^{+} -Ereignisse aus verschiedenen Veröffentlichungen (Ta 58, Bo 61, Al 57-2, Bh 58) in 10 T_3 -Intervalle aufgeteilt. Aus diesen Ereignissen ergab sich eine Steigung $c_1(\tau^{+}) = -1.55 \pm 0.28$. G i a c o m e l l i et al. (G1 63) finden für 224 τ^{+} eine Steigung $c_1(\tau^{+}) = -1.99 \pm 0.22$. Der gewichtete Mittelwert für 346 τ^{+} -Zerfälle ist $c_1(\tau^{+}) = -1.82 \pm 0.14$. F e r r o - L u z z i et al. geben für die Steigung bei 2273 τ^{+} - und τ^{-} -Zerfällen $c_1(\tau^{+}) = 0.53 \pm 0.07$. Die Werte sind in Tab. 6 zusammengestellt.

Tab. 6 Experimentelle Werte für die Steigung im $T_{\pi 3}$ -Spektrum bei $K_{\pi 3}$ -Zerfällen.

	c_1	Δc_1	Ereignisse
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	0.53	0.07	2273
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	-1.82	0.14	346
$K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	-1.66	0.46	58

Die gute Übereinstimmung der Steigung für τ^{+} und K_2^0 spricht für einen Endzustand $I = 1$ und einen reinen ($\Delta I = 1/2$)- oder ($\Delta I = 3/2$)-Strom (Siehe Tab. 5). Auf Grund der τ -Daten muß man jedoch annehmen, daß auch der Zustand $I = 2$ und/oder $I = 3$ eine Rolle spielt. Um genauere Angaben über das

I-Spin-Verhalten des $K_{\pi 3}$ -Zerfalls machen zu können, müßten größere Zahlen von $K_{2\pi 3}^0$ -Ereignissen analysiert werden.

Von verschiedenen Autoren wurde versucht, die Neigungswinkel im Spektrum nicht durch Isotopenspin-Amplituden, sondern durch Wechselwirkungen im Endzustand zu erklären. S a w y e r und W a l l i (Sa 60) diskutieren den Einfluß von Wechselwirkungen im Endzustand auf die π -Spektren. Prinzipiell kann man aus den Spektren ablesen, wie groß die Rolle der starken Wechselwirkungen im Endzustand ist. Durch diese Wechselwirkungen können z.B. die beiden 3π -Zustände mit $I = 1$ gemischt werden. In diesem Fall ist es nicht mehr möglich, den I-Spin-Charakter des Zerfalls zu bestimmen, da dann die 3 -Amplituden a nicht mehr durch Gl. 28 gegeben sind.

K h u r i und T r e i m a n (Kh 60) verwenden Dispersionsbeziehungen für die starken Wechselwirkungen im Endzustand und bekommen Übereinstimmung mit den τ und τ' -Daten für $a_2 = -0.6 \frac{\hbar}{m_\pi c}$ und $a_0 = -0.3 \frac{\hbar}{m_\pi c}$ (a_0 und a_2 sind die $(\pi\pi)$ -Streulängen für S-Wellen in den Zuständen $I = 0$ und $I = 2$). T h o m a s und H o l l a d a y (Th 59) bekommen gute Übereinstimmung mit den τ -Daten für $a_2 = +1 \frac{\hbar}{m_\pi c}$, $a_0 \ll a_2$.

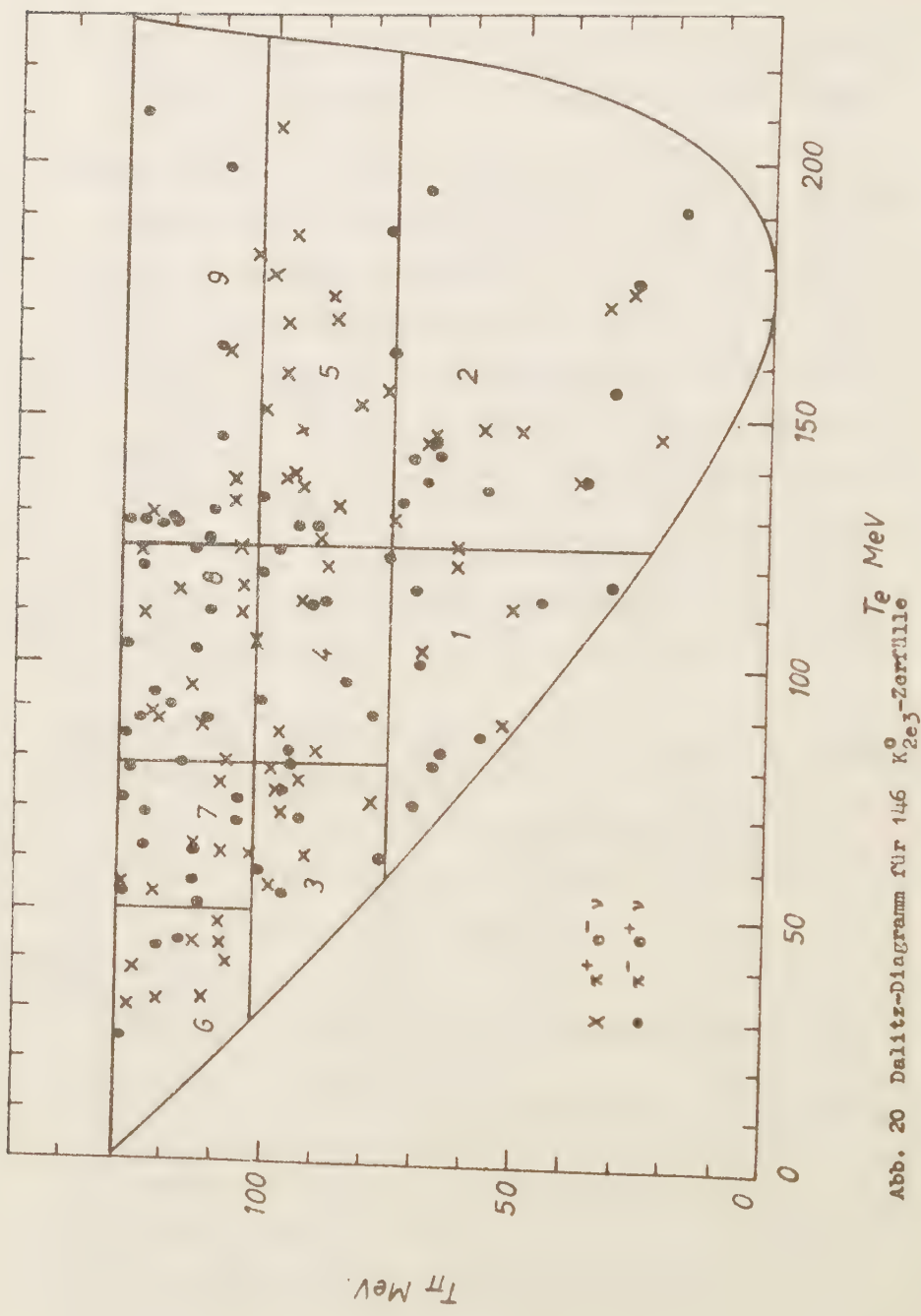


Abb. 20 Dalitz-Diagramm für $^{146}\text{K}_{2e3}$ -Zerfälle

4. Analyse der $K_2^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$ Ereignisse.

4a. Te-Verteilung bei S, V und T-Wechselwirkung.

Zum Vergleich der experimentellen $\pi e \nu$ - und $\pi \mu \nu$ -Verteilungen mit der Theorie der schwachen Wechselwirkungen werden wir die Ereignisse in ein Dalitz-Diagramm einzeichnen. Aus praktischen Gründen wählen wir rechtwinklige Koordinaten für die kinetischen Energien der sichtbaren Teilchen im K_2^0 -Schwerpunktsystem. Die kinematische Grenze für alle Ereignisse in diesem Diagramm erhält man für kollineare Ereignisse. Die Gleichung für diese Umgrenzungskurve wird in Anhang 2 abgeleitet. Die Umrandung wurde für alle Ereignistypen auf der IBM 704 berechnet. Abb. 20 gibt die experimentelle Verteilung der $(K_2^0 \rightarrow \pi e \nu)$ -Zerfälle im Dalitz-Diagramm.

Zur Berechnung der K_{e3}^0 - und $K_{\mu 3}^0$ -Zerfallsspektren soll der in Abb. 21 dargestellte Graph untersucht werden.

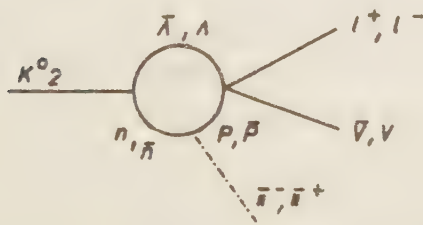


Abb. 21 Feynman Graph für den K_2^0 -Zerfall.

Wir wollen zunächst eine lokale 4-Fermion-Wechselwirkung annehmen. Wir betrachten alle Größen im K_2^0 -Schwerpunktsystem. Das Matrixelement für den Übergang $K_2^0 \rightarrow \pi l \nu$ ($l = e$ oder μ) setzt sich aus zwei Faktoren zusammen. Der erste Faktor enthält die starke Wechselwirkung am K - und π -Vertex, der zweite beschreibt die schwache Wechselwirkung am $l \nu$ -Vertex. Da wir $\vec{P}(K_2^0) = 0$ setzen, ist der erste Faktor eine Funktion $F(P_\pi)$ des π -Meson-Impulses. Da man den Einfluß der starken Wechselwirkung nicht berechnen kann, bleibt $F(P_\pi)$ ein unbestimmter Formfaktor, der nur aus den experimentellen Ergebnissen bestimmt werden kann. In den meisten Theorien ist er über den π -Energiebereich beim K_2^0 -Zerfall entweder konstant oder schwach veränderlich (Ma 59-2). P-Wellen ($K - \pi$)-Resonanzen bei niedriger Energie könnten jedoch auch stärkere Veränderungen bewirken.

Der Faktor für die schwachen Wechselwirkungen kann allgemein

$$\bar{\psi}_e \ O_j \ \frac{1 + \gamma_5}{2} \ \psi_\nu \quad \text{geschrieben werden.}$$

O_j kann eine beliebige Linearkombination der 16 relativistischen Invarianten sein. Wir nehmen an, daß das K -Meson ein pseudoskalares Feld hat. In diesem Falle können folgende Wechselwirkungen zum Zerfall beitragen: Skalare Wechselwirkung, vektorielle Wechselwirkung, Tensor-Wechselwirkung. (Bei skalaren K -Mesonen müssen statt skalarer und vektorieller Wechselwirkung pseudoskalare und axiale Vektor-Wechselwirkung benutzt werden, dabei ändert sich nichts an der Verteilungsfunktion).

Unsere experimentelle Genauigkeit reicht sicher nicht aus, eine Interferenz verschiedener Wechselwirkungen nachzuweisen. Wir nehmen deshalb an, daß eine der drei Wechselwirkungstypen rein auftritt.

Wir erhalten folgende Funktionen für die Verteilung der Ereignisse im Dalitz-Diagramm (Br 62-1, Pa 57, Ma 57, OK 58)

$$(29) \quad W_S dE_\pi dE_e = f_S^2 (W^2 - E_\pi^2 + m_\pi^2 - m_e^2) dE_\pi dE_e$$

$$(30) \quad W_V dE_\pi dE_e = \left\{ f_V^2 \left[4 E_e (W - E_e) - (W^2 - E_\pi^2 + m_\pi^2 - m_e^2) \right] + 4 f_V g_V (W - E_e) \frac{m_e^2}{m_K} + g_V^2 (W^2 - E_\pi^2 + m_\pi^2 - m_e^2) \frac{m_e^2}{m_K} \right\} dE_\pi dE_e$$

$$(31) \quad W_T dE_\pi dE_e = f_T^2 \left[(E_\pi^2 - m_\pi^2)(W^2 - E_\pi^2 + m_\pi^2 - m_e^2) - 4 (E_\pi^2 - m_\pi^2)(W - E_e)^2 + (W^2 + E_\pi^2 - m_\pi^2 + m_e^2 - 2 W E_e)^2 \right] dE_\pi dE_e$$

Bei diesen Formeln ist $W = M_K - E_\pi$. f und g sind Formfaktoren, welche den Einfluß der starken Wechselwirkungen beim K-Zerfall beschreiben.

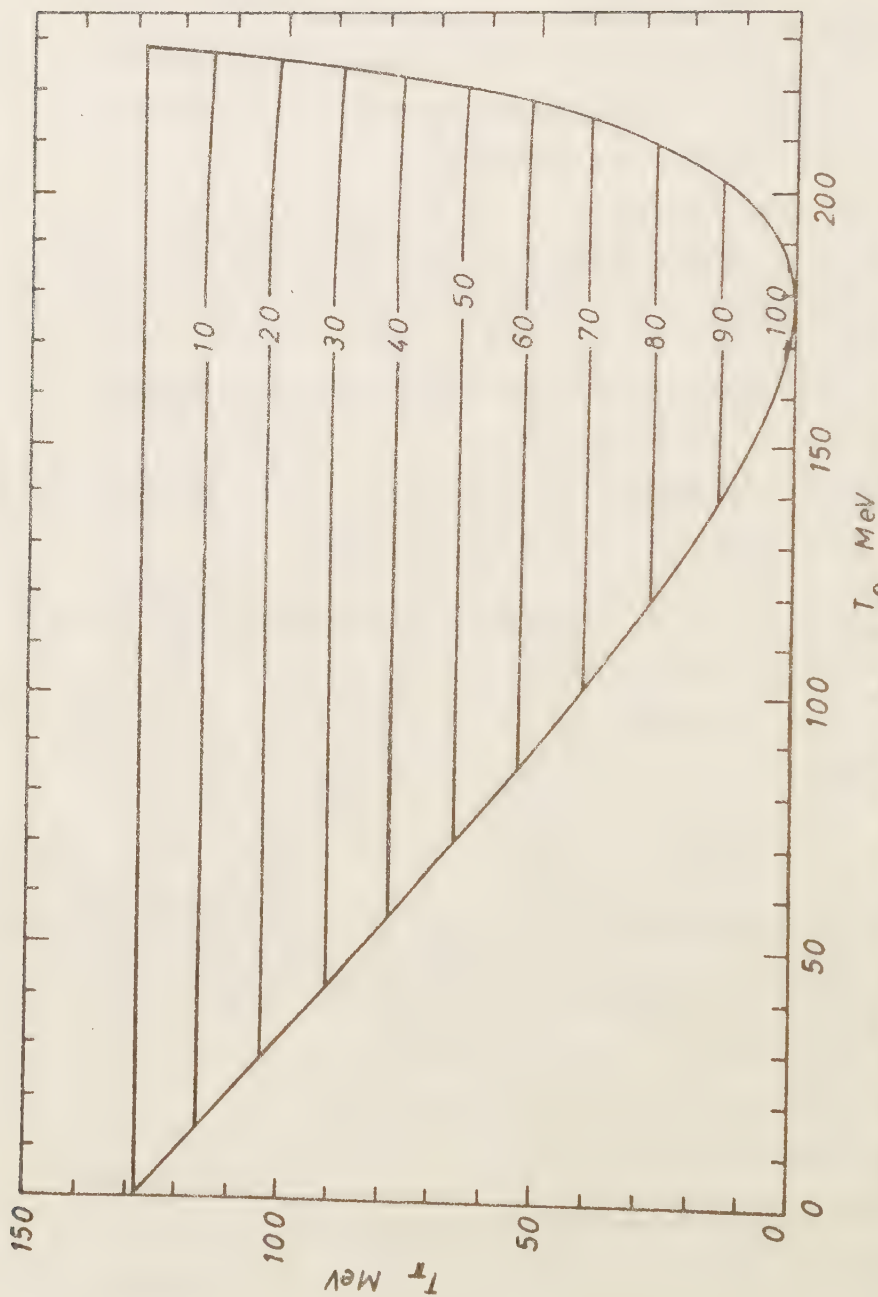


Abb. 22 Theoretische Verteilung der $K_{2\pi}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei
skalärer Wechselwirkung

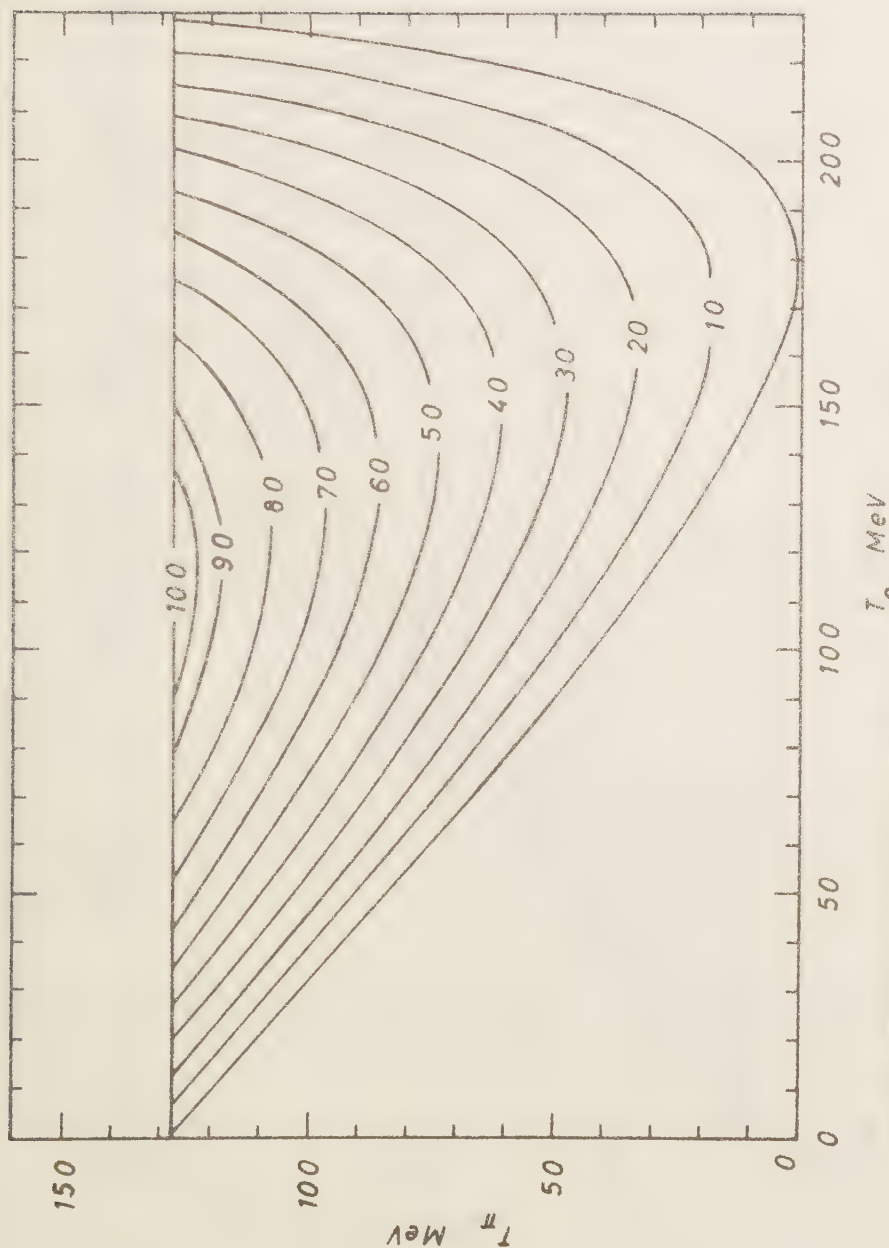


Abb. 23 Theoretische Verteilung der $K^0_{2\pi}$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Vektor Wechselwirkung

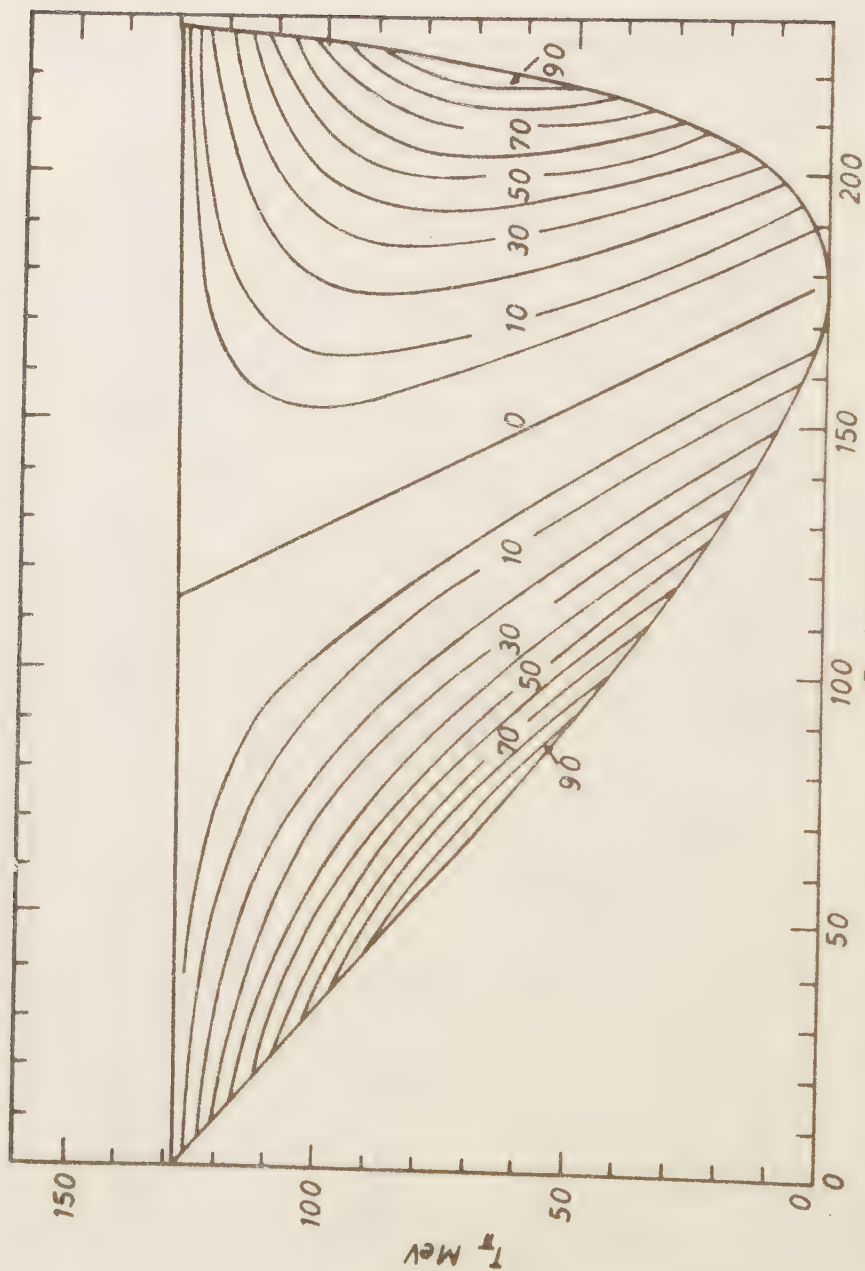


Abb. 24 Theoretische Verteilung der K_{203}^0 -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Tensor Wechselwirkung

Die Abb. 22, 23, 24 geben die hieraus folgende Verteilung der Ereignisse im Dalitz-Diagramm für reine Wechselwirkungen unter Vernachlässigung der Elektronenmasse. In die Diagramme sind die Kurven gleicher Ereignisdichte eingezeichnet. Die Zahlen bedeuten: "Prozent der maximalen Dichte".

Die experimentelle Verteilung Abb. 20 soll mit diesen theoretischen Verteilungen nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate verglichen werden. Zu diesem Zweck wird das Dalitz-Diagramm in 9 Gebiete eingeteilt. Die Grenzen der Gebiete liegen bei $T_{\pi} = 76, 102 \text{ MeV}$ und bei $T_{\pi} = 50, 80, 124 \text{ MeV}$; sie wurden so gewählt, daß in allen Gebieten annähernd gleich viele Ereignisse liegen. Die Verteilungen 29) bis 34) wurden über die Gebiete 1 bis 9 mit Intervallen von 4 MeV numerisch integriert.

Tatsächlich wurden für die Integration die Formeln von Treiman und Pais (Pa 57) benutzt, welche die Verteilungen als Funktionen von P_{π} und $\cos \Theta(\pi\pi)$ angeben.

Der prozentuale Anteil von Ereignissen in jedem Gebiet für S, V, T-Wechselwirkung ist in Tab. 7 dargestellt.

Tab. 7 Theoretische Verteilung der K_{2e3}^0 -Ereignisse.

Gebiet	S	V	T
	%	%	%
1	13.8	5.04	19.6
2	57.8	17.6	29.6
3	4.27	3.78	13.8
4	5.30	9.80	3.58
5	11.8	17.8	17.8
6	1.12	4.02	5.30
7	1.03	7.18	2.05
8	1.51	13.7	0.52
9	3.44	21.3	7.72

Für jedes der 9 Gebiete wurde, wie schon beschrieben, die Identifizierungswahrscheinlichkeit bestimmt. Tab. 8 gibt die Identifizierungswahrscheinlichkeiten für alle Gebiete und die damit korrigierte theoretische Verteilung.

Tab. 8 Identifizierungswahrscheinlichkeiten, damit korrigierte theoretische Verteilung und experimentelle Verteilung der K_{2e3}^0 -Ereignisse im Dalitz-Diagramm.

Gebiet	Identifizierungs- wahrscheinlichkt.	S_{corr} %	V_{corr} %	T_{corr} %	experimentell	
					N	%
1	.799	29.6	33.3	54.0	13	37.7
2	.452	70.4	66.7	46.0	21.5	62.3
3	.910	29.1	17.9	53.3	12.5	27.2
4	.814	32.1	41.5	12.7	13.5	29.3
5	.439	38.8	40.6	34.0	20	43.5
6	.766	19.6	10.4	42.3	11	16.8
7	.935	21.7	22.4	19.6	16.5	25.2
8	.804	26.1	36.7	4.1	21.5	32.8
9	.428	32.6	30.4	34.0	16.5	25.2
					146	

Aus den Werten der Tab. 8 wird für jede Verteilung als Maß für die Güte der Übereinstimmung mit dem Experiment das χ^2 berechnet nach der Formel:

$$(32) \quad \chi^2 = \sum_{i=1}^9 \frac{b_i^2}{\sigma_i^2} - N$$

mit b_i - beobachtete Anzahl von Ereignissen im Bereich i

- e_1 - erwartete Anzahl von Ereignissen im Bereich 1
 N - totale Zahl von Ereignissen = 146

Um den Einfluß von Formfaktoren auszuschalten, werden jeweils Gebiete mit konstantem T_x miteinander verglichen.

Es ergibt sich:

$\chi_s^2 = 4.5$	$w(\chi^2) = 0.61$
$\chi_v^2 = 8.0$	$w(\chi^2) = 0.24$
$\chi_T^2 = 204.4$	$w(\chi^2) \ll 0.001$

$w(\chi^2)$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß infolge von statistischen Schwankungen die Übereinstimmung der theoretischen und der gemessenen Verteilung schlechter ist als im vorliegenden Fall. Die Werte wurden aus der Tabelle im Handbook of Chemistry and Physics entnommen. (Für $f = 6$ Freiheitsgrade, denn wir haben die 9 Gebiete in 3 Gruppen unterteilt).

In Abb. 25 ist Tab. 8 graphisch dargestellt. Es zeigt sich, daß sowohl Skalar- als auch Vektor-Wechselwirkung mit den experimentellen Ergebnissen vereinbar sind. Tensor-Wechselwirkung ist mit großer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen.

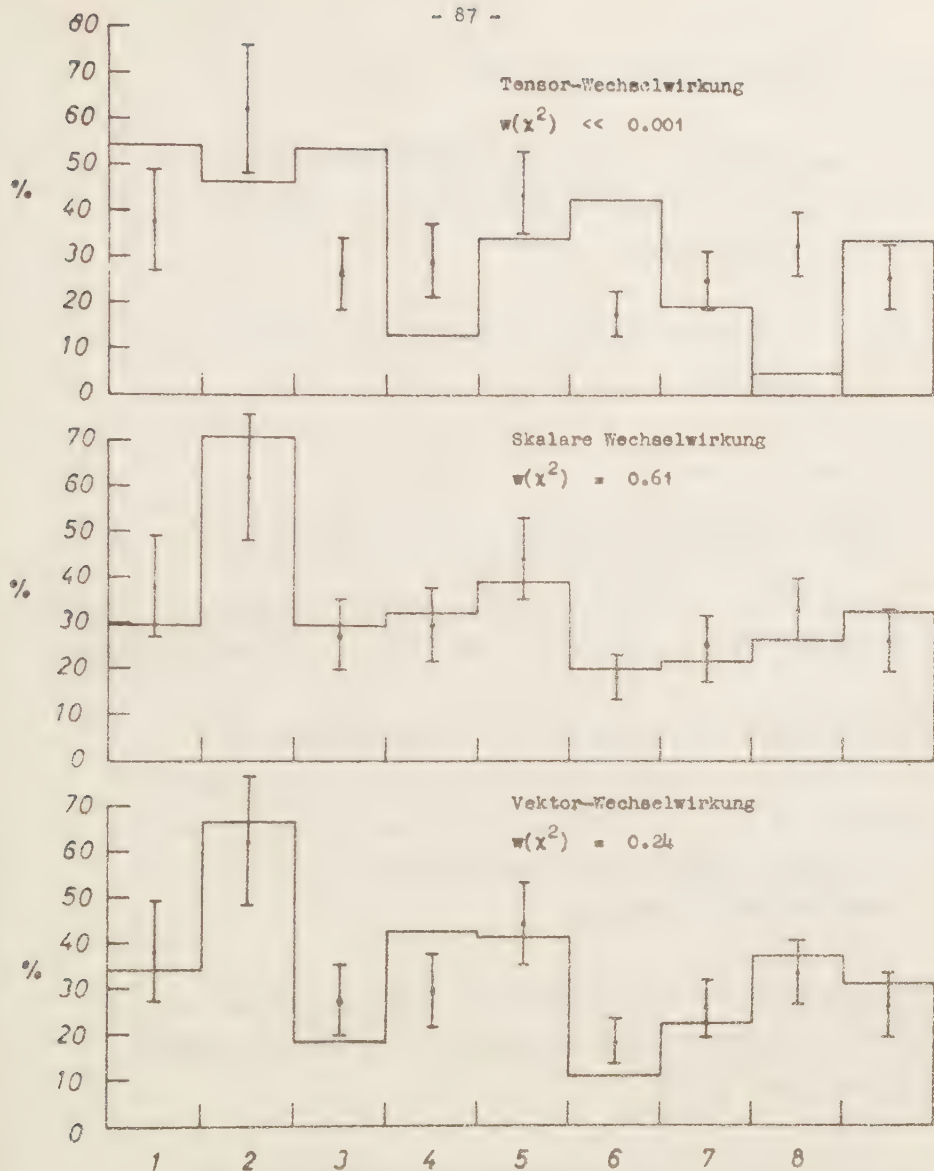


Abb. 25 Vergleich der theoretischen und experimentellen Verteilung der K_{2e3}^0 -Ereignisse im Dalitz-Diagramm

4b. T_{π} -Abhängigkeit der Formfaktoren.

Wir vergleichen in Tab. 9 in den drei Streifen (1,2), (3,4,5), (6,7,8,9) die theoretische und die experimentelle Anzahl von Ereignissen.

Tab. 9 T_{π} -Abhängigkeit der Formfaktoren bei 146 K_{2e3}^0 -Zerfällen.

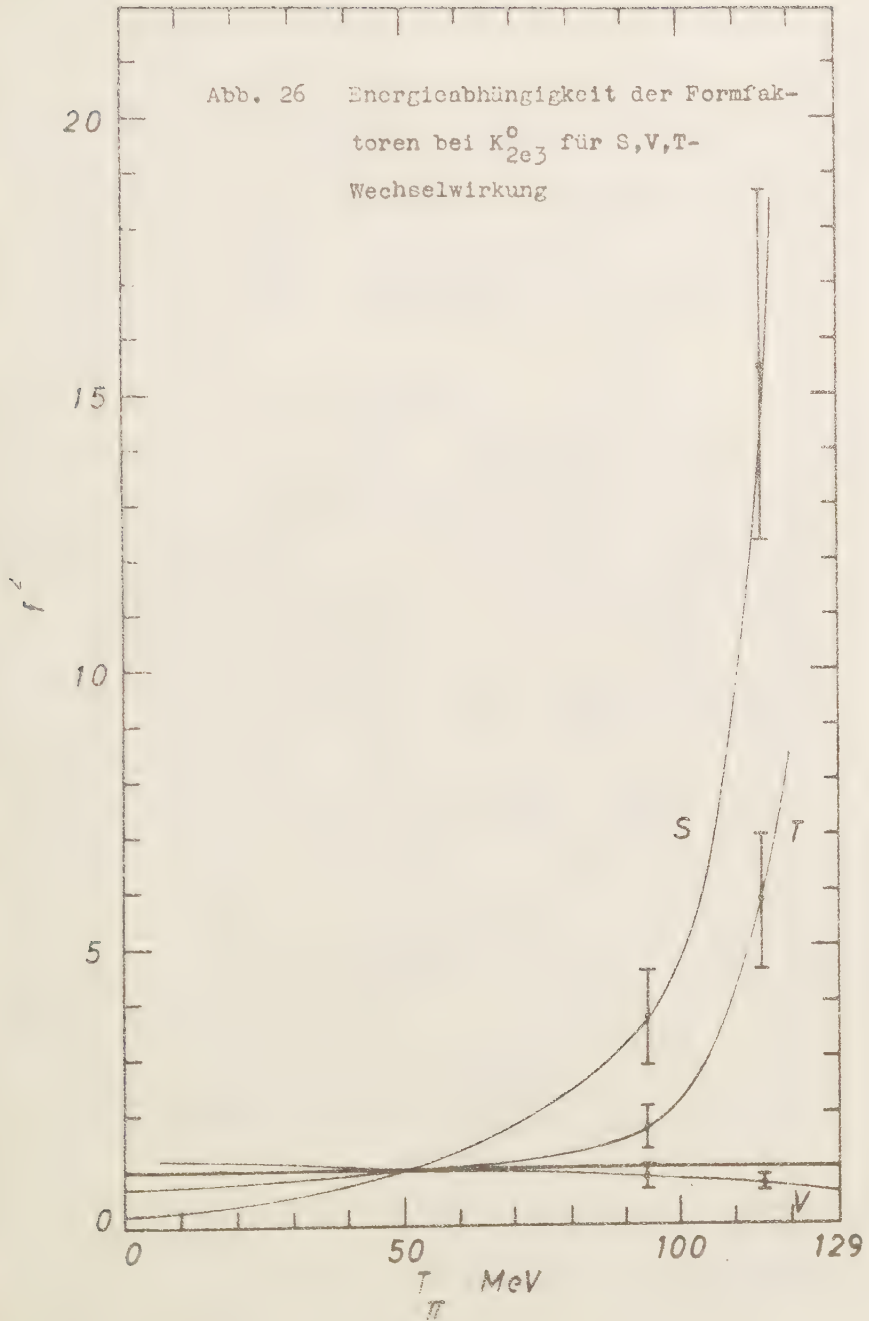
Streifen im	Exp.	S	V	T	E/S	E/V	E/T
Dalitz-D.	%	%	%	%	norm.	norm.	norm.
(1,2)	23.6	67.4	19.5	47.3	1	1	1
(3,4,5)	31.5	24.3	31.5	37.1	3.70 ± 0.85	0.83 ± 0.19	1.71 ± 0.39
(6,7,8,9)	44.9	8.3	49.0	15.6	15.5 ± 3.2	0.76 ± 0.16	5.78 ± 1.21

Wir normieren die Formfaktoren im ersten Streifen auf 1 und berechnen die relative Änderung des Quadrats des Formfaktors $F(T_{\pi})$ in den beiden anderen Streifen. Abb. 26 zeigt das Ergebnis. Nur bei Vektor-Wechselwirkung ist der Formfaktor schwach veränderlich.

Unter der Annahme schwach veränderlicher Formfaktoren ist hiermit gezeigt, daß beim K_{2e3}^0 -Zerfall die Vektor-Wechselwirkung wirksam ist.

Dies ist das auf Grund der universellen Fermiwechselwirkung erwartete Ergebnis (Fe 58).

Abb. 26 Energieabhängigkeit der Formfaktoren bei K_{2e3}^0 für S,V,T-Wechselwirkung



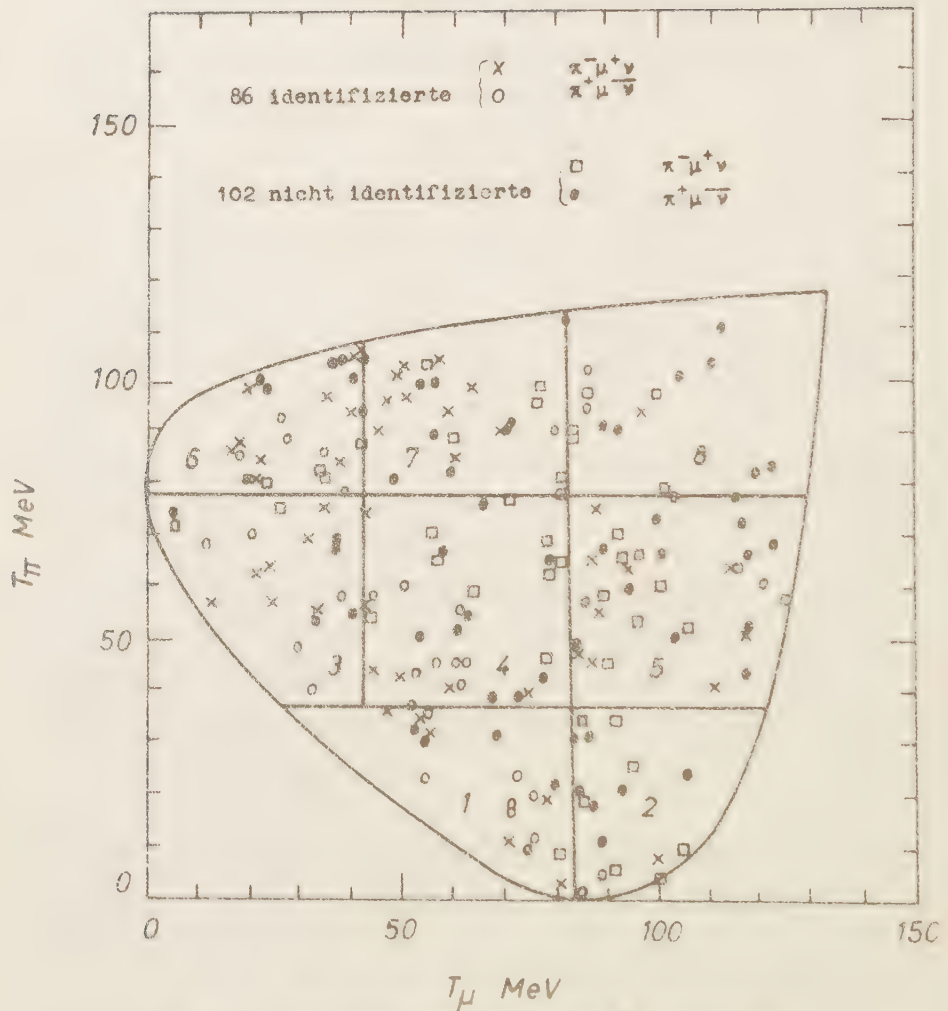


Abb. 27 Dalitz-Diagramm für 186 K_{243}^0 -Zerfälle.

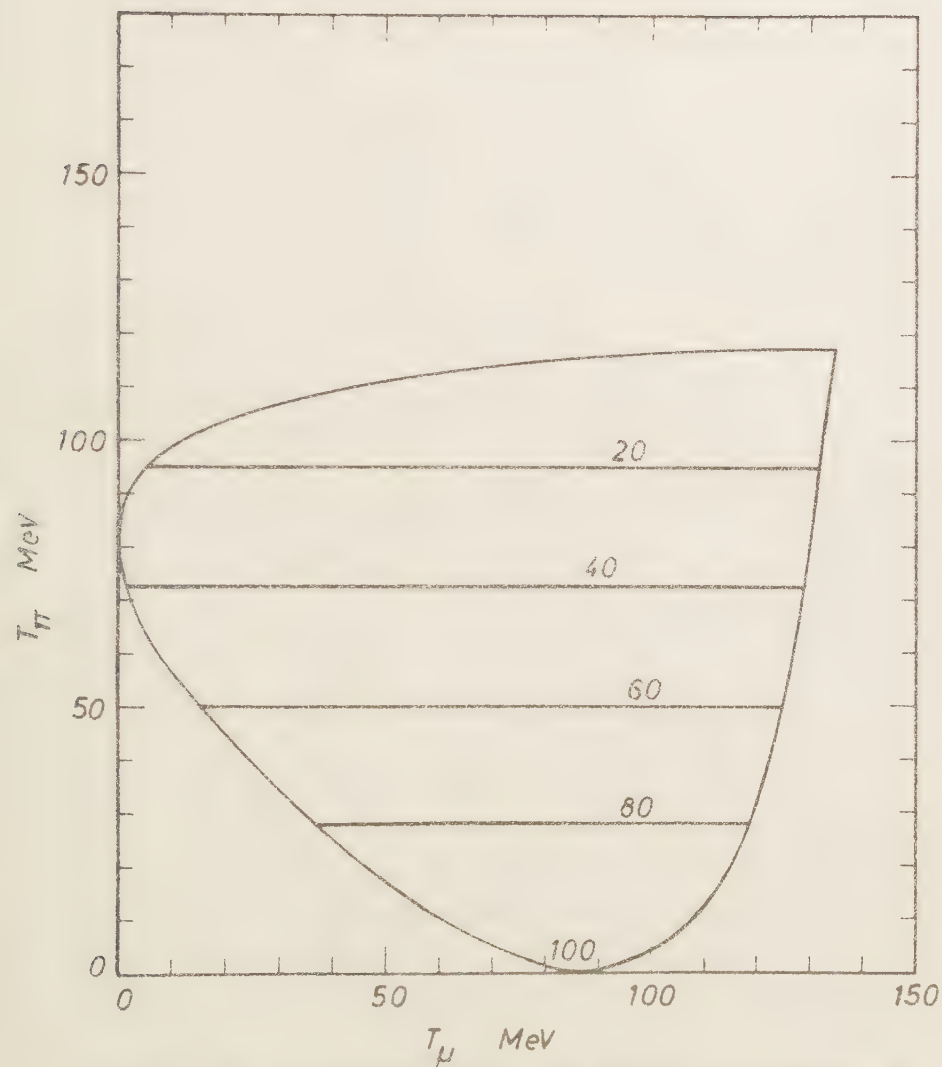


Abb. 28 Theoretische Verteilung der $K_{2\mu 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Skalarer Wechselwirkung.

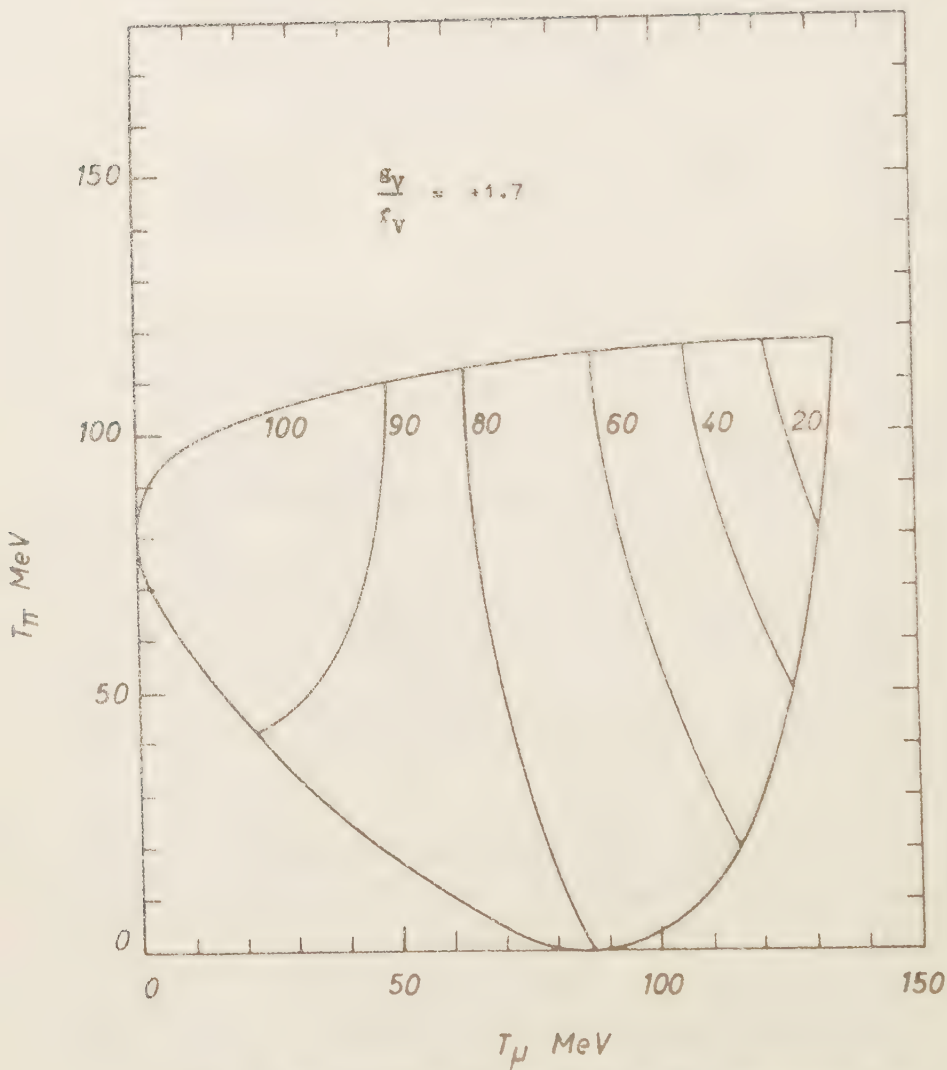


Abb. 29 Theoretische Verteilung der K_{213}^0 -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Vektor-Wechselwirkung.

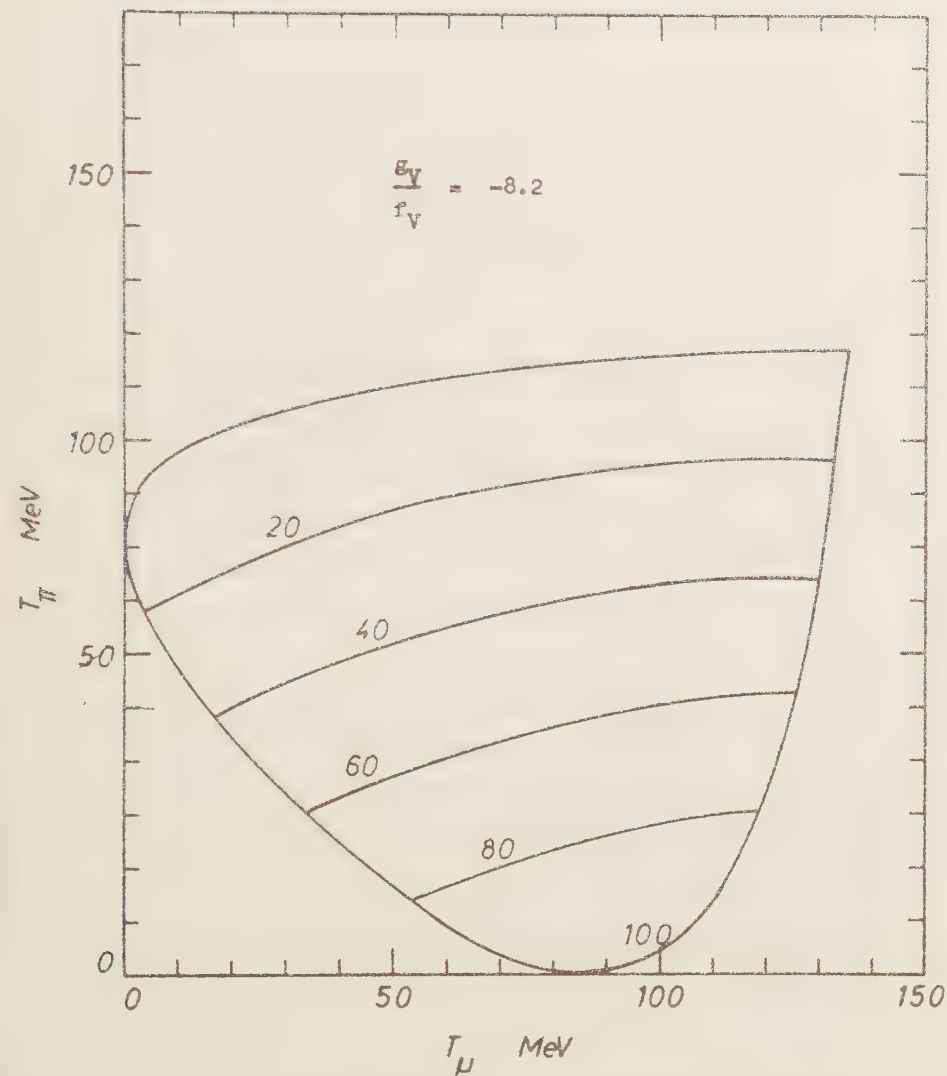


Abb. 30 Theoretische Verteilung der $K_{2\pi 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Vektor-Wechselwirkung.

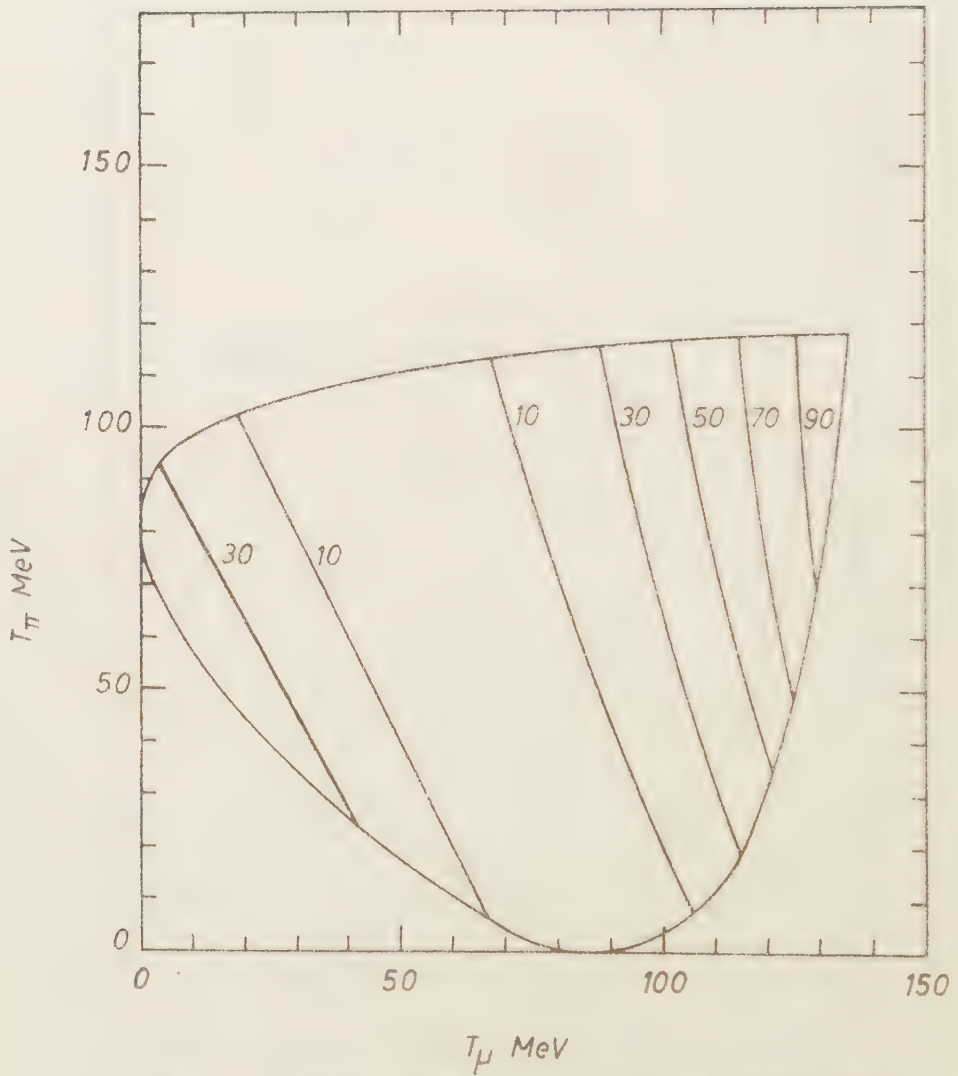


Abb. 31 Theoretische Verteilung der K_{213}^0 -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Tensor-Wechselwirkung.

5. Analyse der $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \mu^+ \nu$ Ereignisse.

Die K_{23}^0 -Ereignisse werden mit den gleichen Formeln (29) - (31) verglichen wie die K_{2e3}^0 -Ereignisse. Die erwarteten Verteilungen werden in den Abb. 28, 29, 30, 31 gegeben. Bei dieser Gruppe treten jedoch weitere Schwierigkeiten auf, so daß das Ergebnis in jedem Fall unsicherer wird. In der Vektor-Wechselwirkung (30) treten zwei neue Terme mit einem Formfaktor g_V auf, da die μ -Masse nicht vernachlässigbar klein ist. Außerdem ist die experimentelle Verteilung der Ereignisse im Dalitz-Diagramm (Abb. 27) nicht ganz eindeutig. Bei den identifizierten $\pi\mu\nu$ -Ereignissen kann meist nicht zwischen π und μ unterschieden werden. Die Entscheidung wurde dann auf Grund des berechneten K_2^0 -Impulses getroffen. Nur in wenigen Fällen konnte die Masse der beteiligten Teilchen durch Blasendichtemessungen, Zerfälle und π -P-Streuungen bestimmt werden.

Da die Gruppe der identifizierten Ereignisse nicht repräsentativ für alle K_{23}^0 -Zerfälle ist und nicht genügend Ereignisse enthält, wurden auch die "nicht identifizierten" $\pi\mu\nu$ -Ereignisse bei der Analyse benutzt. In dieser Gruppe befinden sich voraussichtlich 20-35 % $\pi e \nu$ -Ereignisse, von denen die Verteilung im Dalitz-Diagramm jedoch nicht wesentlich beeinflußt werden sollte.

5a. Bestimmung des Verhältnisses $\frac{g_V}{f_V}$ der Formfaktoren.

Unter der Annahme, daß μ und e , abgesehen vom Massenunterschied, identische Kopplungen haben, kann man das Verhältnis $\frac{g_V}{f_V}$ aus dem Verhältnis R_2 der $K_{2\mu 3}^0$ - und $K_{2e 3}^0$ -Raten bestimmen. Nach Brene et al. (Br 61-2) ist

$$(33) \quad R_2 = 0.01909 \left(\frac{g_V}{f_V} \right)^2 + 0.124 \frac{g_V}{f_V} + 0.65$$

Mit dem gemessenen R_2 aus Tab. 3 (Seite 54) ergibt sich

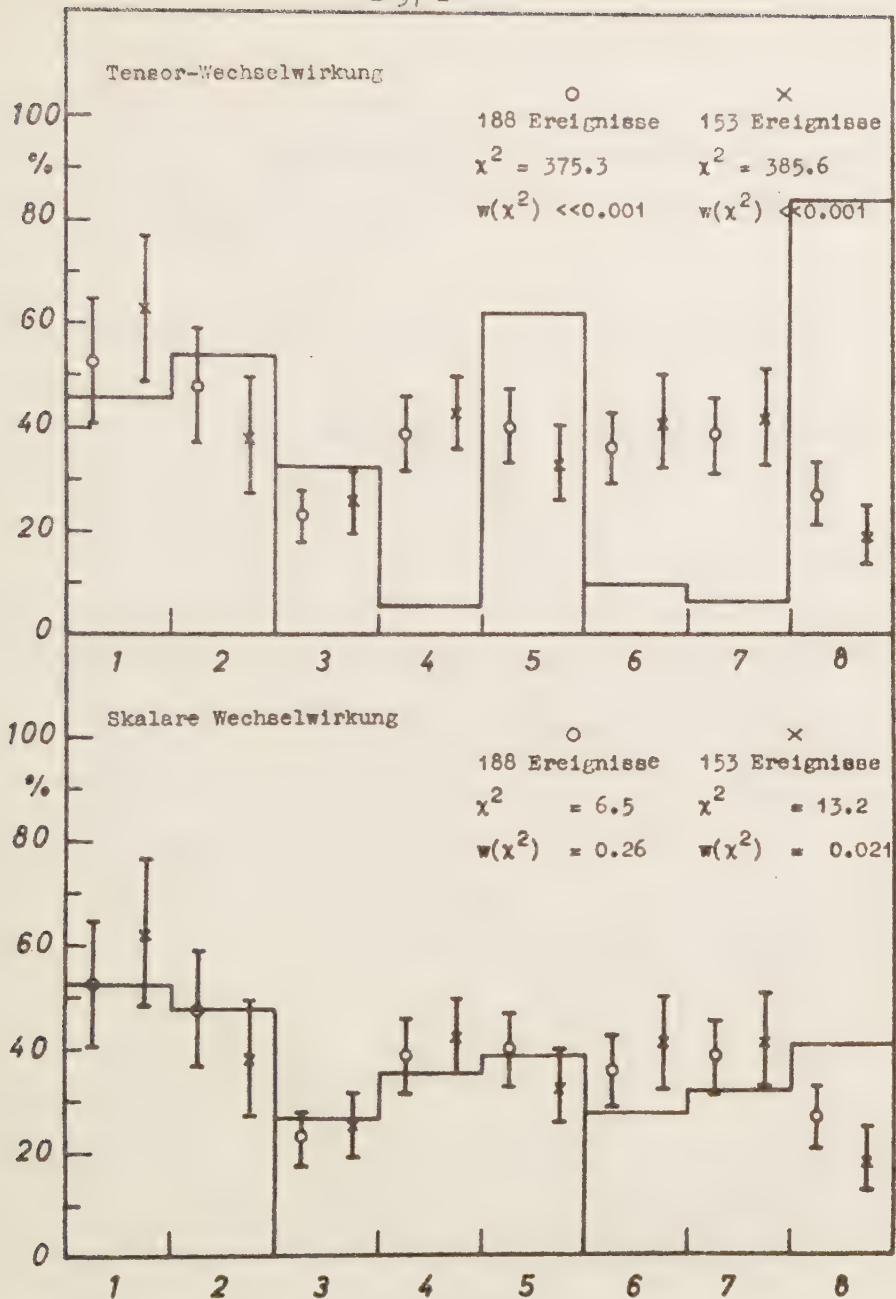
$$\frac{g_V}{f_V} = + 1.7 \pm 1.2$$

und
$$\frac{g_V}{f_V} = - 8.2 \pm 1.2$$

Bei den angegebenen Fehlern ist nur der Fehler von R_2 berücksichtigt worden.

5b. T_μ -Verteilung bei S,V,T-Wechselwirkung.

Das Dalitz-Diagramm wurde in 8 Gebiete unterteilt (siehe Abb. 27) mit den Grenzen $T_\pi = 37.5$ MeV, 77.5 MeV und $T_\mu = 42.5$ MeV, 82.5 MeV. In jedem Bereich wurde die Zahl der gefundenen Ereignisse mit der Zahl der theoretisch erwarteten Ereignisse verglichen. Wie bei den $K_{2e 3}^0$ -Zerfällen wurden zunächst nur Gebiete mit konstantem T_π miteinander verglichen, um eine mögliche T_π -Abhängigkeit der Formfaktoren auszuschalten. Die Ergebnisse sind in Tab. 10 und den Abb. 32 und 33 zusammengefaßt. Als Maß für die Güte der Übereinstimmung von Theorie und Experiment wurde χ^2 und $w(\chi^2)$ für jede Verteilung bestimmt. Die Zahl der Freiheitsgrade ist $f = 8 - 3 = 5$.



Bereich im Dalitz-Diagramm

Abb. 32 Vergleich der theoretischen und experimentellen Verteilung der K_{243}^0 -Ereignisse im Dalitz-Diagramm.

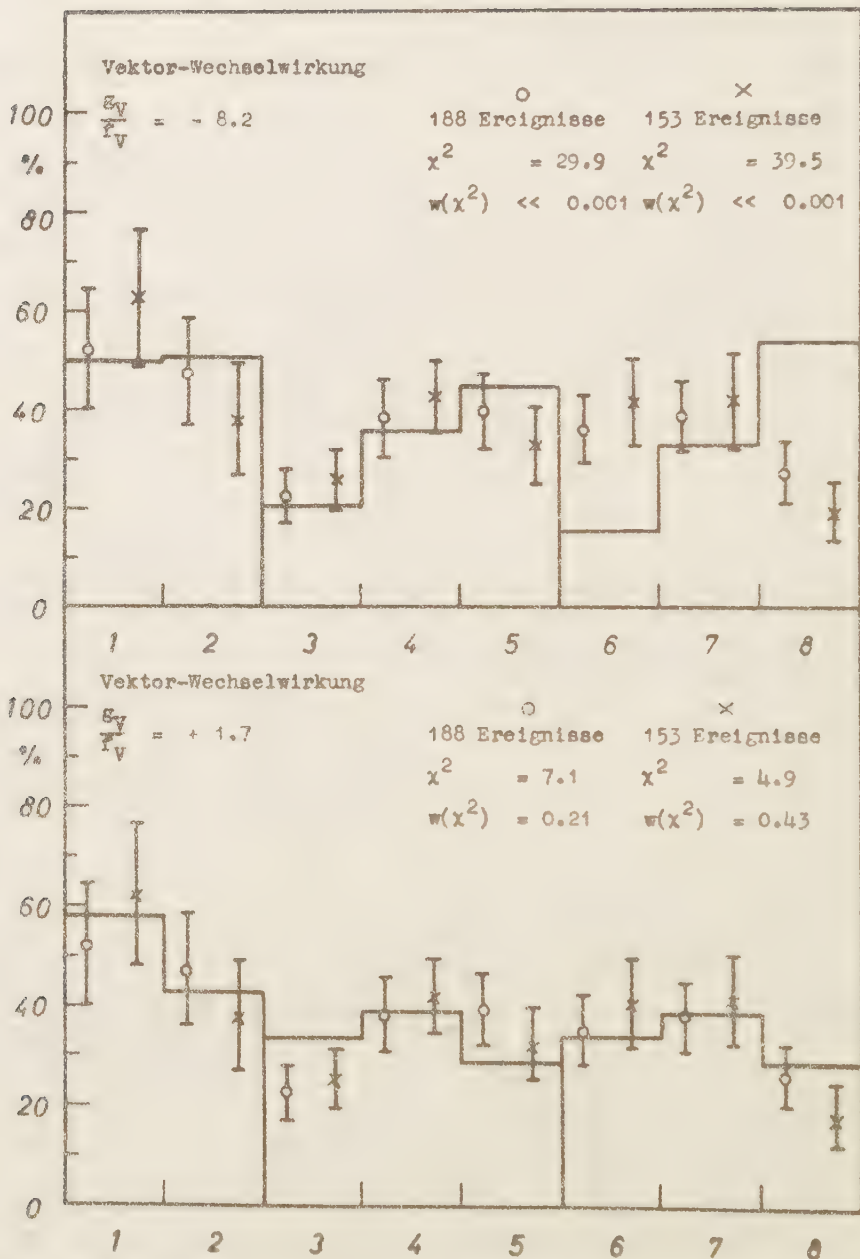


Abb. 33 Vergleich der theoretischen und experimentellen Verteilung der $K_{2,3}^0$ -Ereignisse. Bereich im Dalitz - Diagramm

Aus den Abb. 32 und 33 ersieht man, daß bei Berücksichtigung aller 188 Ereignisse nur Vektor-Wechselwirkung mit $\frac{g_V}{f_V} = +1.7$ und Skalare Wechselwirkung mit der experimentellen Verteilung verträglich sind.

5c. Berücksichtigung der als $K_{2\mu 3}^0$ eingeordneten $K_{2e 3}^0$ -Ereignisse.

Da die $K_{2e 3}^0$ -Ereignisse mit kleinen Elektron-Impulsen zu einem großen Prozentsatz richtig identifiziert werden, kann man annehmen, daß im allgemeinen die falsch eingeordneten Ereignisse Zerfallsteilchen mit großen Impulsen haben. (Siehe Abb. 14). Wir haben versuchsweise angenommen, daß 35 π ev-Ereignisse, das sind 34 % der "nicht identifizierten" π uv-Ereignisse, in den Gebieten 2, 5, 6, 7 und 8 gleichmäßig verteilt sind. Wenn man diese Ereignisse von der Gesamtzahl der $K_{2\mu 3}^0$ abzieht, bleiben 153 Ereignisse, deren Verteilung aus Tab. 10 zu ersehen ist. Die Abb. 32 und 33 zeigen, daß in diesem Fall nur die Vektor-Verteilung mit $\frac{g_V}{f_V} = +1.7$ mit der experimentellen Verteilung gut übereinstimmt.

5d. T_π -Abhängigkeit der Formfaktoren.

Die Formfaktoren f_V und g_V sollten bei $K_{2\mu 3}^0$ ebenso wie bei $K_{2e 3}^0$ nur schwach von den π -Energien abhängen. Tab. 10 und Abb. 34 zeigen, daß nur die Vektor-Wechselwirkung mit $\frac{g_V}{f_V} = +1.7$ dieser Erwartung entspricht.

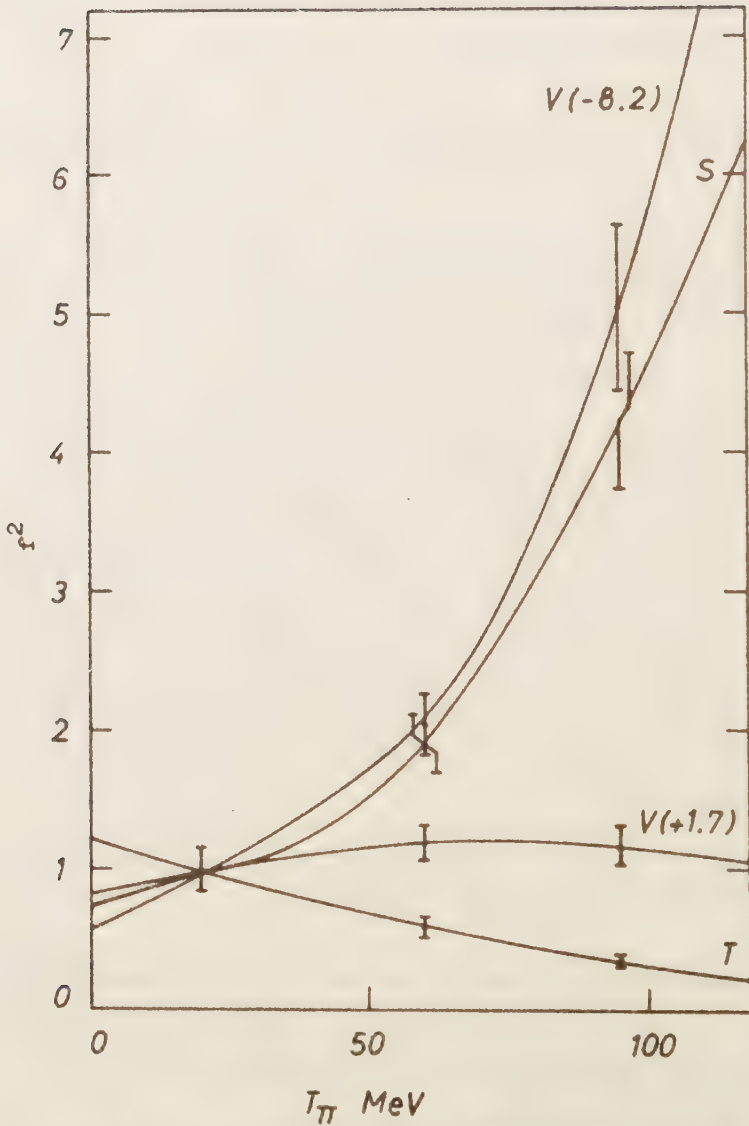


Abb. 34 Energieabhängigkeit der Formfaktoren bei K_{243}^0 für S,V,T-Wechselwirkung.

Tab. 10 Verteilungen im Dalitz-Diagramm für den K_{243}^0 -Zerfall.

Gebiet	Ereigniszahlen				S	V _{1.7}	V _{-8.2}	T
	N	%	N ¹⁾	% ¹⁾	%	%	%	%
1	19	52.7	19	62.1	52.3	57.7	49.5	45.9
2	17	47.3	11.6	37.9	47.7	42.3	50.5	54.1
3	19	22.6	19	25.2	26.4	33.3	20.2	32.6
4	32	38.1	32	42.4	35.3	38.5	35.4	5.1
5	33	39.3	24.4	32.4	38.3	26.2	44.4	62.3
6	24	35.3	19.1	40.6	27.5	33.8	14.8	9.4
7	26	38.2	19.4	41.3	31.7	38.1	32.2	6.3
8	18	26.5	8.5	18.1	40.8	28.1	53.0	84.3
1+2	36	19.1	30.6	20.0	37.1	22.2	39.6	9.8
3+4+5	84	44.7	75.4	49.3	46.2	42.6	45.5	39.0
6+7+8	68	36.2	47	30.7	16.7	35.2	14.9	51.2

¹⁾ Experimentelle Verteilung, wenn 35 Ereignisse wie im Text erläutert weggelassen werden.

Die Ergebnisse beim K_{2e3}^0 - und K_{243}^0 -Zerfall stimmen ebenso wie die Ergebnisse bei K_{e3}^+ (Br 62-1) sehr gut mit den Voraussagen der Fermi-Vektor-Wechselwirkung überein. Das Verhältnis $\frac{g_V}{F_V}$ ist beim K^+ -Meson bereits in zwei verschiedenen Experimenten gemessen worden:

1) B r o w n et al. (Br 62-1) finden $\frac{g_V}{F_V} = 0.4 \pm 0.3$.

Diese Gruppe bevorzugt also die gleiche Wurzel aus Gleichung (32) wie wir.

2) D o b b s et al. (Do 62) finden die beste Übereinstimmung mit $\frac{g_V}{f_V} = -9$.

Unser Resultat ist nur mit dem Ergebnis von Brown et al. zu vereinbaren. Übrigens wird auch in theoretischen Arbeiten (Ma 59, Be 60, Br 61-2, Ch 62, Ja 62, Fr 63) auf Grund der Phasenverschiebungen bei $K\pi$ -Streuung ein kleiner Wert für $\frac{g_V}{f_V}$ gefordert, allerdings negativer als der hier gefundene ($+0.5 > \frac{g_V}{f_V} > -0.9$).

6. Existenz und Masse des intermediären Bosons der schwachen Wechselwirkungen.

Die Annahme ist naheliegend, daß die schwachen ebenso wie die starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen durch Bosonfelder übertragen werden. Im Gegensatz zu den π -Mesonen und γ -Quanten lassen sich die intermediären Bosonen der schwachen Wechselwirkungen wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte nur schwierig nachweisen.

Über die Eigenschaften der Bosonen sind zahlreiche Spekulationen angestellt worden. Der Spin müßte 1 sein, wenn die V-A-Theorie der schwachen Wechselwirkung gültig ist. Für die Lebensdauer erwartet man $\tau < 10^{-17}$ sec (Le 60).

Lee und Yang (Le 60) haben das "achizon scheme" vorgeschlagen, d'Espagnat (Es 60) das "veton scheme", beide Hypothesen sollen die Regeln $|\Delta I| = 1/2$ und $|\Delta S| \neq 2$ mit Hilfe der intermediären Bosonen erklären. Andere Theoretiker haben skalare Bosonen vorgeschlagen (Ta 57, Ki 60). Die Masse eines vektoriellen Bosons muß größer sein als m_K , da anderenfalls das K-Meson mit kurzer Lebensdauer in Boson + γ zerfallen würde. Für das skalare Boson gilt sogar $m_{\text{Boson}} > m_{\text{Nukleon}}$, da sonst N in Boson + γ zerfällt. Die Masse $m_B = \infty$ entspricht der direkten 4-Fermion-Wechselwirkung. Mit intermediären Bosonen müssen wir statt Abb. 18 den folgenden Feynman-Graph für den K-Zerfall zeichnen:

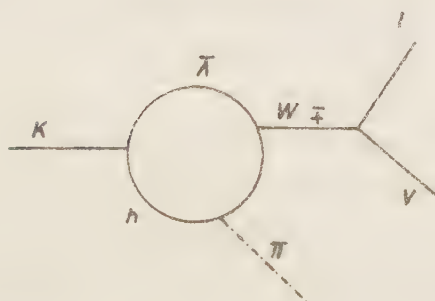


Abb. 35 Feynman-Graph für den K-Zerfall mit intermediären Boson.

Bis jetzt ist die Existenz des intermediären Bosons experimentell noch nicht einwandfrei nachgewiesen worden. Beim Nukleon- β -Zerfall sind die Effekte wegen des kleinen Impulsübertrags für die heute möglichen Experimente zu klein.

Beim μ -Zerfall wird eine Abhängigkeit des Michel-Parameters ρ von der Bosonmasse vorausgesagt: $\rho = 0.75 + 0.3 \left(\frac{m_\mu}{m_{\text{Boson}}} \right)^2$. Die Experimente sind noch zu ungenau (Ch 61).

Der Nachweis bei der Erzeugung mit π -Mesonen und γ -Strahlen ist sehr schwierig, da die Wirkungsquerschnitte für andere Reaktionen mindestens um einen Faktor 10^5 größer sind.

Am besten könnten die Bosonen in Neutrino-Reaktionen nachgewiesen werden. Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Bosonen sind von L e e und Y a n g (Le 61) berechnet worden. D a n b y et al. (Da 62) haben in dem Neutrino-Experiment am Proton-Synchrotron in Brookhaven 5 Ereignisse gefunden, die als Boson-Erzeugung interpretiert werden können. Man muß weitere Ereignisse dieser Art abwarten, um genauere Aussagen machen zu können.

Die K_{e3} -Zerfälle sind zum Nachweis der Bosonen wegen des größeren Impulsübertrags günstiger als μ -Zerfälle. Andererseits spielen die starken Wechselwirkungen bei den Formfaktoren eine unübersichtliche Rolle. Wir nehmen im folgenden an, daß $f_V(T_\pi) = \text{const.}$ gilt. Dann ergibt sich in Gleichung 30 (Seite 79) durch den Boson-Propagator

$$\frac{1}{m_B^2 - (P_K - P_\pi)^2}$$

eine zusätzliche T_π -Abhängigkeit der Verteilung (P_K und P_π sind 4-Impulse).

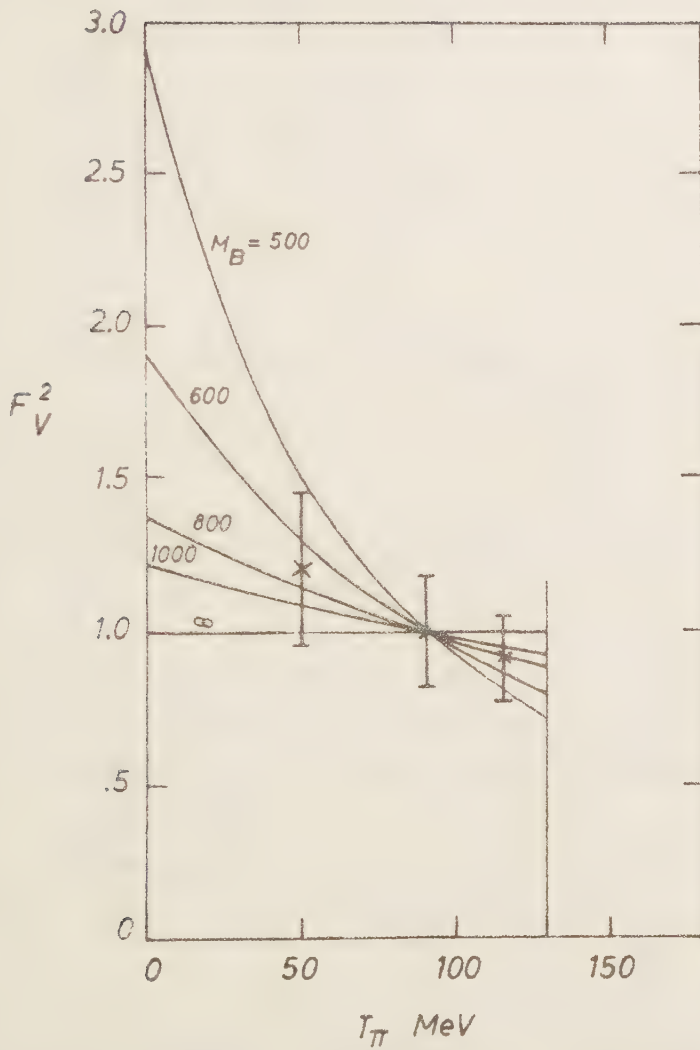


Abb. 36 Einfluß der Bosonmasse auf die Energieabhängigkeit des Formfaktors f_V bei K_{2e3}^0 .

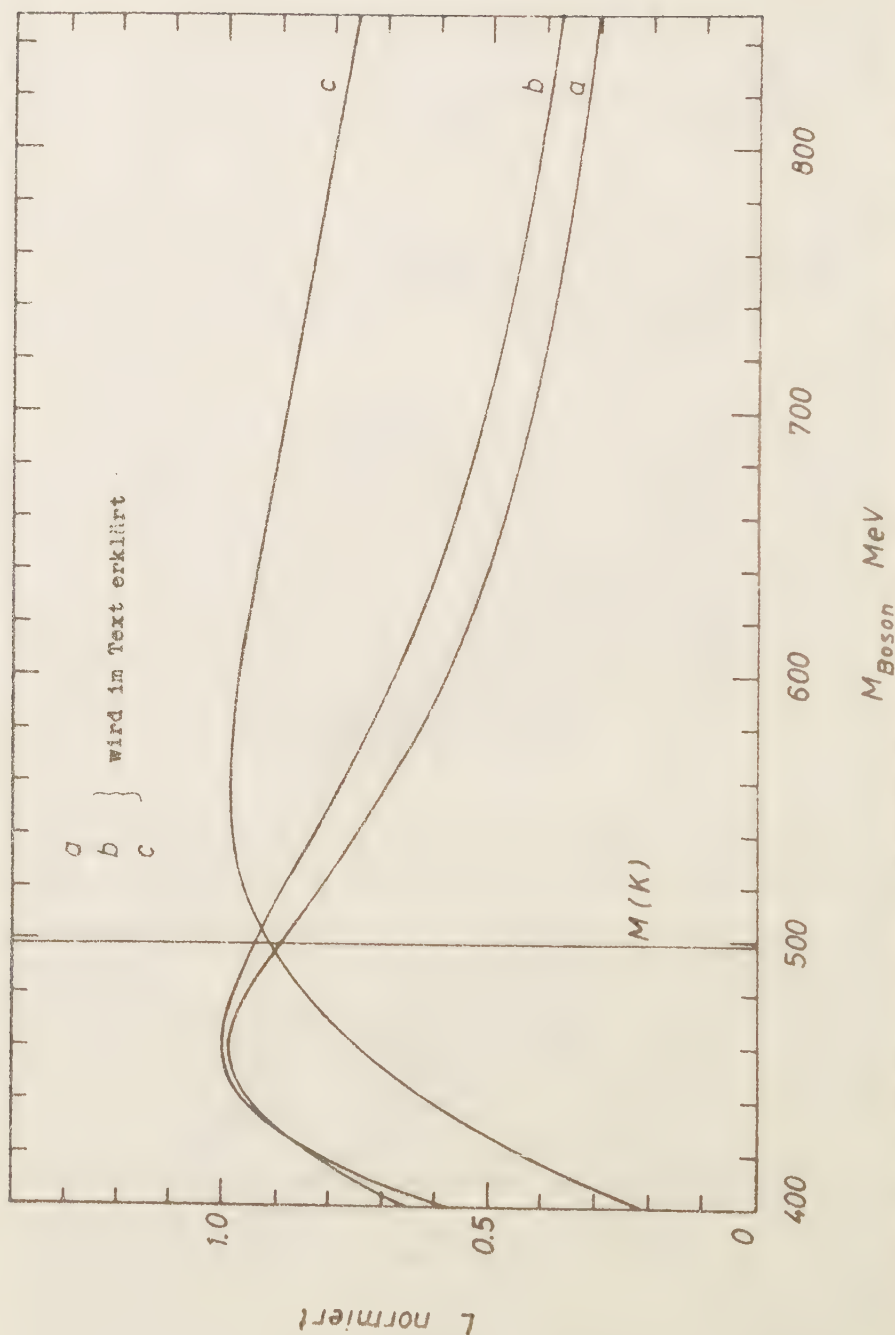


Abb. 37 Wahrscheinlichkeitskurven für die Masse des intermediären Bosons aus $146 \text{ K}_2\text{O}$ -Erfüllen

Abb. 36 gibt einen Vergleich des T_π -Spektrums für verschiedene Bosonmassen mit den experimentellen Werten für die 3 T_π -Streifen im Dalitz-Diagramm (Abb. 20). Wir haben eine "Maximum-Likelihood"-Methode (Or 58) benutzt, um die Bosonmasse genauer zu bestimmen. In die Verteilungsfunktion geht bei dieser Methode die Identifizierungswahrscheinlichkeit $w_1(\pi e \nu)$ ein, die nach Abb. 14 in der Hauptsache von T_e abhängt.

Die Verteilungsfunktion V für die Ereignisse ist damit:

$$(34) \quad V(m_B, T_\pi, T_e) = \frac{|4 T_e (m_K - T_\pi - m_\pi - T_e) - (m_K - m_\pi)^2 + 2 m_K T_\pi| w_1(\pi e \nu)}{m_B^2 - (m_K - m_\pi)^2 + 2 m_K T_\pi}$$

In einem Rechenmaschinenprogramm für die G_3 des MPI für Physik und Astrophysik wurde zunächst das Integral $J(m_B)$ von V über die Fläche des Dalitz-Diagramms berechnet. Für jedes m_B wurde der Wert

$$L(m_B) = \sum_{i=1}^{146} \log \left(\frac{V(m_B, T_{\pi 1}, T_{e 1})}{J(m_B)} \right)$$

berechnet. Abb. 37 gibt 3 auf diese Weise erhaltene Wahrscheinlichkeitskurven, die nachträglich normiert wurden und sich durch verschiedene Approximationen für die Identifizierungswahrscheinlichkeit $w_1(\pi e \nu) \approx w(T_e)$ unterscheiden.

In Kurve a) wurde $w(T_e)$ durch ein Polynom 3. Grades angepasst. Bei b) ist

$$\begin{aligned} w(T_e) &= 1 - 5.7 T_e \quad \text{für } 0.055 \text{ GeV} \leq T_e \leq T_{e \text{ max}} \\ w(T_e) &= 1 \quad \quad \quad \text{für } 0 \leq T_e < 0.055 \text{ GeV} \end{aligned}$$

Diese Wahl der Parameter ergab absolut den höchsten Wert für L.

In Kurve c) ist

$$\begin{aligned} w(T_e) &= 1 - 4.7 T_e \quad \text{für } 0.055 \text{ GeV} \leq T_e \leq T_{e \text{ max}} \\ w(T_e) &= 1 - 18 T_e \quad \text{für } 0 \leq T_e < 0.055 \text{ GeV.} \end{aligned}$$

Dies ist die beste lineare Anpassung.

Auf Grund der Kurven a, b, c der Abb. 37 würde man eine Bosonmasse von 500 bis 800 MeV erwarten. Jedoch beruht das Argument darauf, daß der Formfaktor f_V konstant ist und daß bei der Identifikation der $\pi e \nu$ keine unberücksichtigten systematischen Fehler gemacht werden. Während der Elementarteilchen-Konferenz 1963 in Siena berichtete eine Gruppe von CERN (siehe zusammenfassenden Vortrag von M. Schwartz im Konferenzbericht), dass sie etwa 30 Wechselwirkungen von Neutrinos gefunden hat, bei denen wahrscheinlich intermediäre Bosonen erzeugt wurden. Mit Hilfe des von Lee und Yang (Le 61) für verschiedene Bosonenmassen berechneten absoluten Erzeugungsquerschnitts ergibt sich eine Masse $m_B > 1 \text{ GeV}$. Der beste Wert wird mit 1.3 GeV angegeben. Auch die Winkelverteilung der elastischen ν -Ereignisse soll nur mit $m_B > 1 \text{ GeV}$ verträglich sein.

E. Diskussion der Ergebnisse.

1. Bisher lagen noch keine genauen Messungen in einer Blasen-kammer über die Eigenschaften der K_2^0 -Zerfälle vor. Unsere Ergebnisse können jedoch mit den Ergebnissen folgender Nebelkammer-Experimente verglichen werden:

a) A s t i e r et al. (As 61) beobachteten in einer Nebel-kammer 283 K_2^0 -Zerfälle. Der K_2^0 -Impuls betrug etwa 330 MeV/c. Alle kinematisch möglichen Ereignisse wurden als $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ interpretiert. Das Verhältnis $\frac{\pi^0}{\pi^\pm}$ wurde durch Ionisations-messungen bei Elektronen mit Impulsen zwischen 0 und 80 MeV/c unter Berücksichtigung der Gestalt des Phasenraums bestimmt. Unter Zuhilfenahme der Regel $\Delta I_N = 1/2$ wurden folgende Ver-zweigungsverhältnisse berechnet:

$K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	$21.7 \pm 3.5 \%$
$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$14.5 \pm 2.3 \%$
$\rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$	$26.4 \pm 8.0 \%$
$\rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}$	$37.3 \pm 8.4 \%$

Dies Ergebnis stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit unseren Werten (Tab. 3) überein. Die Identifikation der π^0 konnte bei uns besser durchgeführt werden, da in der Blasen-kammer Elektronen mit Impulsen bis zu 200 MeV/c durch Ionisations-messungen identifiziert werden konnten.

b) A n i k i n a et al. (An 62) haben in einem ähnlichen Nebelkammerexperiment 4100 K_2^0 -Zerfälle beobachtet. Die Auswertung ist noch nicht abgeschlossen, jedoch führt das $(K_2^0 \rightarrow \pi^0)$ -Verzweigungsverhältnis, welches diese Gruppe bereits gemessen hat, mit unseren Verzweigungsverhältnissen zu einem Widerspruch zur Regel $\Delta I_N = 1/2$. In einer vorläufigen Arbeit mit 225 Ereignissen (No 61) bestimmte diese Gruppe

$$\frac{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \nu)}{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \text{geladene Zerfälle})} = (42 \pm 12) \%$$

Dieser Wert stimmt mit unserem Ergebnis überein.

c) Die von A l e x a n d e r et al. (Al 62) auf Grund von 14 Ereignissen in einer Blasenkammer gemessene absolute Zerfallrate $(K_2^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}) = (9.31 \pm 2.49) \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ stimmt überein mit den Zerfallsraten, die wir auf Grund unserer Verzweigungsverhältnisse, der K_2^0 -Lebensdauer und des $(K_2^0 \rightarrow \pi^0)$ -Verzweigungsverhältnisses von A n i k i n a et al. berechnet haben (Tab. 4).

2. Die K_{13}^+ -Raten von R o e et al. (Ro 62) zusammen mit unseren K_{213}^0 -Raten (Tab. 4) widersprechen der Regel $\Delta I_L = 1/2$. Eine Verletzung dieser Regel ergibt sich auch aus den Zerfällen $\Sigma^+ \rightarrow N + e^+ + \nu$ (Ba 62), $K^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$ (El 62) und dem Verhältnis $\Gamma(K_{1e3}^0) / \Gamma(K_{2e3}^0)$ (Al 62, El 62).
3. Für die nichtleptonischen Zerfälle beruht die Verletzung der Regel $\Delta I_N = 1/2$ in der Hauptsache auf dem $(\pi^0 \pi^0 \pi^0)$ -Verzweigungsverhältnis von A n i k i n a et al. (An 62).

Auch unsere experimentelle $K_{2\pi 3}^0$ -Rate ergibt eine Verletzung von $\Delta I_N = 1/2$, wenn man annimmt, dass bei der Identifizierung trotz der indirekten Methode (Seite 42) alle $K_{2\pi 3}^0$ -Ereignisse richtig eingeordnet worden sind. Die Steigungen in den Energiespektren von $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ und $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ (G1 63, Bo 61) stimmen überein mit $\Delta I_N = 1/2$, während die Steigung bei $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (Fe 61) gegen diese Regel spricht. Auf der anderen Seite stimmen folgende experimentellen Ergebnisse mit der Regel $\Delta I_N = 1/2$ überein:

$$\frac{\Gamma(\Lambda \rightarrow P \pi^-)}{\Gamma(\Lambda \rightarrow N \pi^0)} \approx \frac{2}{1}$$

$$\frac{\alpha(\Lambda \rightarrow N \pi^0)}{\alpha(\Lambda \rightarrow P \pi^-)} = 1.10 \pm 0.27 \quad (\alpha \text{ ist der Asymmetrieparameter})$$

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)}{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx \frac{1}{200} \quad \text{Dieses Verhältnis ist jedoch zu groß, falls } \Delta I = 3/2 \text{ und } \Delta I = 5/2 \text{ nur durch elektromagnetische Effekte hervorgerufen wird.}$$

$$\frac{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \approx \frac{2}{1}$$

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0)} = \frac{4}{1.3}$$

Die Ergebnisse beim Σ^+ -Zerfall sprechen zum mindesten nicht gegen $\Delta I_N = 1/2$. Dr. H. T i c h o hat auf der Elementarteilchen-Konferenz 1963 in Siena mitgeteilt, dass auch der Σ^- und Σ^0 -Zerfall mit $\Delta I_N = 1/2$ übereinstimmt.

4. Die Zusammenfassung der schwachen Wechselwirkungen bei nicht seltsamen Teilchen und seltsamen Teilchen in der Theorie der Universalen Fermi-Wechselwirkung wird unter anderem durch die Polarisation des μ beim $\kappa \rightarrow \mu \nu$ und $K \rightarrow \mu \nu$ Zerfall nahegelegt (z.B. Pa 61). Der Leptonenstrom kann bei K_{13} S, V oder T-, bei K_{12} P oder A-Charakter haben. Die kleine Zerfallsrate von $K^+ \rightarrow e^+ \nu$ gegenüber $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ deutet auf A und ist unvereinbar mit P (nach dem gleichen Argument wie beim κ -Zerfall).

Bei K_{13} stimmt unser Experiment (K_2^0) mit dem von Brown et al. (Br 62-1) (K^+) überein. Die Ergebnisse sind bei schwach veränderlichen Formfaktoren nur mit V-Wechselwirkung zu vereinbaren. Die gleichen V- und A-Ströme erhält man beim μ -Zerfall und beim β -Zerfall des Nukleons (z.B. Fr 63). Alle Experimente deuten darauf hin, daß es eine universale V-A-Wechselwirkung gibt.

Das Verhältnis der Formfaktoren stimmt bei uns ($\frac{g_V}{f_V} = +1.7$) im wesentlichen überein mit dem Wert von Brown et al. (Br 62-1), widerspricht jedoch Dobbbs et al. (Do 62)¹⁾. Die Formfaktoren sind mit Hilfe von Dispersionsbeziehungen berechnet worden, wobei nur die ($K \kappa$)-Resonanzen als Pol-Terme berücksichtigt und weitere Vereinfachungen angenommen wurden. Primakoff (in Fr 63) gibt den Wert $\frac{g_V}{f_V} = -0.1$.

-
- 1) In Siena berichtete die Blaskenkammergruppe aus Turin, dass sie bei $K_{\mu 3}^+$ einen mit unserem Ergebnis verträglichen Wert für $\frac{g_V}{f_V}$ gefunden hat.

F. A N H A N G

1. Berechnung des K_2^0 -Impulses.

Erklärung der verwendeten Bezeichnungen:

$\vec{P}_0$ - K_2^0 -Impuls

$\vec{P}_{1,2}$ - Impulse der sichtbaren Teilchen

$\vec{P}_3$ - ν , π^0 -Impuls

$\vec{K}$ - Einheitsvektor in K_2^0 -Richtung

Die Massen m und Vierervektoren $\vec{P} = (E, 1P_x, 1P_y, 1P_z)$ werden entsprechend bezeichnet.

$\vec{K} = (1, 0, 0)$ wird als bekannt vorausgesetzt, $\vec{P}_1$ und $\vec{P}_2$ werden gemessen. Für jede Hypothese sind damit auch $\vec{P}_1$ und $\vec{P}_2$ bekannt. Wegen Energie- und Impulserhaltung gilt:

$$\begin{aligned} A1) \quad (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 &= (\vec{P}_0 - \vec{P}_3)^2 \\ &= m_0^2 + m_3^2 - 2 \vec{P}_0 \vec{P}_3 \end{aligned}$$

In Gleichung A1) treten die Unbekannten P_0 und $\vec{P}_3$ auf. Wir eliminieren zunächst $\vec{P}_3$, lösen dann die Gleichung für P_0 und berechnen $\vec{P}_3$ aus dem Impulssatz.

Wir schreiben

$$A2) \quad \vec{P}_0 \vec{P}_3 = E_0 E_3 - \vec{P}_0 \vec{P}_3$$

$$A3) \quad E_0 E_3 = \sqrt{(P_0^2 + m_0^2)(P_3^2 + m_3^2)}$$

Aus dem Impulssatz folgt

$$\vec{P}_3 = \vec{K} P_0 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)$$

$$A4) \quad P_3^2 = P_0^2 + (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 - 2 \vec{K} P_0 (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)$$

$$A5) \quad \vec{P}_0 \vec{P}_3 = P_0^2 - \vec{K} P_0 (\vec{P}_2 + \vec{P}_3)$$

Aus A3) und A4) ergibt sich

$$\begin{aligned} \text{A6)} \quad 4 E_0^2 E_3^2 &= 4 (P_0^2 + m_0^2) [m_3^2 + P_0^2 + (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 \\ &\quad - 2 \vec{K} P_0 (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)] \end{aligned}$$

Aus A1) und A2) erhält man:

$$\begin{aligned} \text{A7)} \quad 4 E_0^2 E_3^2 &= [-(\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 + m_0^2 + m_3^2 + 2 P_0^2 \\ &\quad - 2 \vec{K} P_0 (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)]^2 . \end{aligned}$$

Wir führen nun folgende neue Variable ein:

$$x = \frac{\vec{K} (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)}{|\vec{P}_1 + \vec{P}_2|} = \cos \alpha$$

α ist der Winkel zwischen K_2^0 und resultierendem Impuls der beiden sichtbaren Teilchen.

$$y = |\vec{P}_1 + \vec{P}_2|$$

$$z = |\vec{P}_1 - \vec{P}_2|$$

Durch Gleichsetzen von A6) und A7) erhält man:

$$\begin{aligned} \text{A8)} \quad 4 P_0^4 - 8 x y P_0^3 + 4 (m_3^2 + y^2 + m_0^2) P_0^2 - 8 m_0^2 x y P_0 \\ + 4 m_0^2 (m_3^2 + y^2) \\ = 4 P_0^4 - 8 x y P_0^3 + 4 (m_0^2 + m_3^2 - z^2 + x^2 y^2) P_0^2 \\ + 4 x y (-m_0^2 - m_3^2 + z^2) P_0 + (m_0^2 + m_3^2 - z^2)^2 \end{aligned}$$

A8) ist eine quadratische Gleichung für P_0 mit den beiden Lösungen

$$\text{A9)} \quad P_0 = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}$$

$$\text{mit } a = 4 (y^2 - x^2 y^2 + z^2)$$

$$b = 4 x y (m_3^2 - m_0^2 - z^2)$$

$$c = 4 m_0^2 (m_3^2 + y^2) - (m_0^2 + m_3^2 - z^2)^2 .$$

Bei einer bestimmten Hypothese mit den Massen m_1, m_2, m_3 ist $x = \cos \alpha$ dadurch begrenzt, daß die Wurzel in Gleichung A9) nicht negativ werden kann. Für $\alpha = \alpha_{\max}$ ist die Wurzel in A9) = 0. Es gibt dann nur eine Lösung der Gleichung. Diese Lösung wird für ein Ereignis benutzt, wenn eine Hypothese akzeptiert wird (z.B. auf Grund der Ionisation der Spuren), jedoch $0 < \alpha - \alpha_{\max} < 3^\circ$ gilt.

b) Berechnung von $\alpha_{\max}$.

Für $\alpha = \alpha_{\max}$ gilt

$$\begin{aligned} \text{A10)} \quad b^2 - 4ac &= 16 x^2 y^2 (m_3^2 - m_0^2 - z^2)^2 - 16 (y^2 - x^2 y^2 + z^2) [4 m_0^2 (m_3^2 + y^2) - (m_0^2 + m_3^2 - z^2)^2] \\ &= (y^2 + z^2) [x^2 y^2 4 m_0^2 - 4 m_0^2 (m_3^2 + y^2) + (m_0^2 + m_3^2 - z^2)^2] \\ &= 0 \end{aligned}$$

Da immer $z^2 + y^2 > 0$ ist, kann man für A10) schreiben:

$$\text{A11)} \quad x^2 = 1 + \frac{m_3^2}{y^2} - \frac{(m_0^2 + m_3^2 - z^2)^2}{4 m_0^2 y^2} ,$$

oder, da $1 - x^2 = \sin^2 \alpha$:

$$\text{A12)} \quad \sin^2 \alpha_{\max} = \frac{(m_0^2 + m_3^2 - z^2)^2}{4 m_0^2 y^2} - \frac{m_3^2}{y^2} \quad \text{für } K_{2\alpha 3}^0$$

$$\text{A13)} \quad \sin^2 \alpha_{\max} = \frac{(m_0^2 - z^2)^2}{4 m_0^2 y^2} \quad \text{für } K_{2e3}^0 \text{ und } K_{2\mu 3}^0 .$$

2. Berechnung der Begrenzung im Dalitz-Diagramm.

Wir benutzen die gleichen Symbole wie in Anhang 1. Da auf der Begrenzung alle Impulse kollinear sind, werden nur die Beträge der Impulse verwendet.

Aus A1) folgt im K_2^0 -Schwerpunktsystem:

$$\begin{aligned} \text{A14)} \quad m_1^2 + m_2^2 + 2 (E_1 E_2 \pm P_1 P_2) &= m_0^2 + m_3^2 - 2 m_0 E_3. \\ &(+ \text{ oder } - \text{ je nachdem, ob die Impulse } P_1 \text{ und } P_2 \text{ anti-} \\ &\text{parallel oder parallel sind}). \end{aligned}$$

Nach dem Energiesatz ist

$$E_3 = m_0 - E_1 - E_2$$

Ersetzt man die Impulse durch die zugehörigen Energien, ergibt sich:

$$\begin{aligned} \text{A15)} \quad &[(2 E_1 - 2 m_0)^2 - 4 (E_1^2 - m_1^2)] E_2^2 \\ &+ 2 (2 E_1 - 2 m_0) (m_0^2 + m_1^2 + m_2^2 - m_3^2 - 2 m_0 E_1) E_2 \\ &+ 4 (E_1^2 - m_1^2) m_2^2 + (m_0^2 + m_1^2 + m_2^2 - m_3^2 - 2 m_0 E_1)^2 \\ &= 0 \end{aligned}$$

Wir führen die kinetischen Energien $T_1 = E_1 - m_1$ und

$T_2 = E_2 - m_2$ ein. Aus A15) ergibt sich dann folgende Lösung für T_2 :

$$\text{A16)} \quad T_2 = -m_2 + \frac{-b_1 \pm \sqrt{(b_1^2 - 4 a_1 c_1)}}{2 a_1}$$

$$\text{Hier ist } a_1 = 4 [(m_0 - m_1)^2 - 2 m_0 T_1]$$

$$b_1 = -4 (m_0 - m_1 - T_1) [(m_0 - m_1)^2 + m_2^2 - m_3^2 - 2 m_0 T_1]$$

$$c_1 = 4 (T_1^2 + 2 m_1 T_1) m_2^2 + [(m_0 - m_1)^2 + m_2^2 - m_3^2 - 2 m_0 T_1]$$

3. Berechnung der korrigierten Ereigniszahlen und der statistischen Fehler.

In die Formeln für die korrigierten Ereigniszahlen gehen folgende Größen ein:

1) gemessene Ereigniszahlen.

$$N_1(\pi e \nu) = 146$$

$$\delta N_1(\pi e \nu) = \sqrt{146}$$

$$N_1(\pi \pi \pi) = 58$$

$$\delta N_1(\pi \pi \pi) = \sqrt{58}$$

$$N_1(\text{tot}) = 487$$

$$\delta N_1(\text{tot}) = \sqrt{487}$$

$N_1(\text{tot})$ ist die Gesamtzahl der gefundenen K_2^0 -Zerfälle.

2) Korrekturen mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen.

$$a = w_1(\pi e \nu) = 0.620$$

$$\delta a = 0.030$$

$$b = w_a(\pi e \nu) = 0.952$$

$$\delta b = 0.020$$

$$c = w_a(\pi \mu \nu) = 0.950$$

$$\delta c = 0.020$$

$$d = w_a(\pi \pi \pi) = 0.943$$

$$\delta d = 0.020$$

$$e = 0.044$$

$$\delta e = 0.010$$

e ist der Bruchteil der als $(\pi \pi \pi)$ eingeordneten $(\pi \mu \nu)$ -Ereignisse, w_1 ist die Identifizierungswahrscheinlichkeit, w_a die Auffindungswahrscheinlichkeit.

3) Korrektur mit Hilfe von Abb. 15.

$$f = 9$$

$$\delta f = 5$$

f sind die durch Messfehler verloren gegangenen ($\pi\pi$)-Ereignisse. Weiterhin benutzen wir eine Hilfsgröße:

$$\begin{aligned} N_1(\pi\mu\nu) &= N_1(\text{tot}) - N_1(\pi\pi\pi) - \frac{N_1(\pi e\nu) b}{a} \\ &= 205 \end{aligned}$$

Mit diesen Größen werden die korrigierten Ereigniszahlen folgendermaßen berechnet:

$$N(\pi e\nu) = \frac{N_1(\pi e\nu)}{a}$$

$$= 236$$

$$\delta N(\pi e\nu) = \frac{1}{a} \left\{ (\delta N_1(\pi e\nu))^2 + \left(\frac{N_1(\pi e\nu)}{a} \delta a \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$= 23$$

$$N(\pi\mu\nu) = \frac{N_1(\pi\mu\nu) [1 + e] - f}{c}$$

$$= 216$$

$$\begin{aligned} \delta N(\pi\mu\nu) &= \frac{1}{c} \left\{ (1 + f)^2 \left[\left(\delta N_1(\text{tot}) \right)^2 + \left(\delta N_1(\pi\pi\pi) \right)^2 \right. \right. \\ &\quad + \left(\frac{b}{a} \delta N_1(\pi e\nu) \right)^2 + \left(\frac{N_1(\pi e\nu)}{a} \delta b \right)^2 \\ &\quad \left. + \left(\frac{N_1(\pi e\nu) b}{a^2} \delta a \right)^2 \right] + \left(N_1(\pi\mu\nu) \delta e \right)^2 + \left(\delta f \right)^2 \\ &\quad \left. + \left(N(\pi\mu\nu) \delta c \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

$$= 34$$

$$N(\pi\pi\pi) = \frac{N_1(\pi\pi\pi) - N_1(\pi\mu\nu) e + f}{d}$$

$$= 62$$

$$\begin{aligned} \delta N(\pi\pi\pi) &= \frac{1}{d} \left\{ \left((1+e) \delta N_1(\pi\pi\pi) \right)^2 + \left(N_1(\pi\mu\nu) \delta e \right)^2 \right. \\ &\quad + \left(\delta f \right)^2 + \left(N(\pi\pi\pi) \delta d \right)^2 + e^2 \left[\left(\delta N_1(\text{tot}) \right)^2 \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{b}{a} \delta N_1(\pi e \nu) \right)^2 + \dots \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

$$= 10$$

$$\delta R_2 = 3 \left(\frac{N(\pi\mu\nu)}{N(\pi e \nu)} \right)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{c} \left\{ \left(\frac{(1+e)a}{N_1(\pi e \nu)} \right)^2 \left[\left(\delta N_1(\text{tot}) \right)^2 + \left(\delta N_1(\pi\pi\pi) \right)^2 \right] \right. \\ &\quad + \left(\frac{(N_1(\text{tot}) - N_1(\pi\pi\pi))(1+e) - f}{(N_1(\pi e \nu))^2} \right)^2 a^2 \left(\delta N_1(\pi e \nu) \right)^2 \\ &\quad + \left(\frac{(N_1(\text{tot}) - N_1(\pi\pi\pi))a}{N_1(\pi e \nu)} - b \right)^2 \left(\delta e \right)^2 \\ &\quad + \left(\frac{a}{N_1(\pi e \nu)} \right)^2 \left(\delta f \right)^2 \\ &\quad + \left(\frac{N_1(\text{tot}) - N_1(\pi\pi\pi)(1+e) - f}{N_1(\pi e \nu)} \right)^2 \left(\delta a \right)^2 \\ &\quad \left. + R_2^2 \left(\delta c \right)^2 + (1+e)^2 \left(\delta b \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

$$= 0.22$$

G. L i t e r a t u r h i n w e i s e.

- Al 57-1 L.W.Alvarez, F.S. Crawford, M.L. Good, M.L. Stevenson,
proc. of the 7th Ann. Rochester Conf. 1957
- Al 57-2 G. Alexander, R.H.W. Johnston, C.O'Ceallaigh,
Nuovo Cimento 6, 478 (1957)
- Al 62 G. Alexander, S.P. Almeida, F.S. Crawford,
Phys. Rev. Letters 2, 69 (1962)
- Al 63 G. Alexander, private Mitteilung
- An 62 M.H. Anikina, M.S. Zhuravleva, D.M. Kotliarewsky,
Z.S. Mandyavidze, A.M. Mestvirishvili, D. Neagu,
E.O. Okonov, N.S. Petrov, A.M. Rosanova, V.A. Rusakov,
E.G. Tachtamishev, L.V. Chekhaidze
Proc. of the 1962 High Energy Conf., CERN, S 452
- As 61 A.Astier, I. Blaskovic, M.M. de Courreges, B. Equer,
A. Lloret, P. Rivet, J. Slaud,
Proc. of Aix en Provence Conference 1961, S. 227
- Ba 58 M. Bardon, K. Lande, L.M. Lederman, W. Chinowsky,
Annals of Physics 5, 156 (1958)
- Ba 61 W.H. Barkas, A.H. Rosenfeld,
UCRL 8030 (1961)
- Ba 62 A. Barbaro-Galtieri, W.H. Barkas, H.H. Heckman,
J.W. Patrick, F.M. Smith
Phys.Rev. Letters 2, 26 (62)
- Ba 63 G. Barton, C. Kacser, S.P. Rosen
Sonderdruck 1963 Oxford, England
- Be 60 J. Bernstein, S. Weinberg
Phys. Rev. Letters 5, 481 (1960)
- Be 61 R.E. Behrends, A. Sirlin,
Phys. Rev. 121, 324 (1961)
- Bh 58 D. Bhowmik, E. Evans, D.J. Prowse, F. Anderson,
D. Keefe, A. Kernan,
Nuovo Cimento 8, 147, (1958)
- Bl 52 J.M. Blatt, V.F. Weisskopf
Theoretical Nuclear Physics, New York 1952
- Bo 61 J.K. Boggild, K.H. Hansen, J.E. Hooper, M. Scharff,
P.K. Aditya
Nuovo Cimento 19, 621 (1961)

- Br 57 J.L. Brown, D.A. Glaser, D.T. Mayer, M.L. Perl,
J. Van der Velde, J.W. Cronin,
Phys. Rev. 107, 906 (1957)
- Br 61-1 J.L. Brown, J.A. Kadyk, G.H. Trilling, R.T. Van de Walle,
B.P. Roe, D. Sinclair,
Phys. Rev. Letters 7, 423, (1961)
- Br 61-2 N. Brene, L. Egardt, B. Qvist,
Nuclear Physics 22, 553 (1961)
- Br 62-1 J.L. Brown, J.A. Kadyk, G.H. Trilling, R.T. Van der Walle,
Phys. Rev. Letters 8, 450 (1962)
- Br 62-2 J.L. Brown, J.A. Kadyk, G.H. Trilling, R.T. Van der Walle
B.P. Roe, D. Sinclair
UCRL 10277, Proc. of the 1962 High Energy Conf., CERN
- Ch 60 O. Chamberlain,
Annual Rev. of Nucl. Science 10, 161 (1960)
- Ch 61 J.D. Childress,
Phys. Rev. 123, 1729 (1961)
- Ch 62 H. Chew,
Nuovo Cimento 25, 952 (1962)
- Ci 59 A. Citron, F.J.M. Farley, E.G. Michaelis, H. Øverås,
CERN 59 - 8 (1959)
- Co 58 E.D. Courant, H.S. Snyder,
Annals of Physics 3, 1 (1958)
- Co 60 B. Cork, L. Kerth, W.A. Wenzel, J.W. Cronin,
R.L. Cool,
Phys. Rev. 120, 1000 (1960)
- Cr 59-1 F.S. Crawford, M. Cresti, R.L. Douglass, M.L. Good,
G.R. Kalbfleisch, M.L. Stevenson
Phys. Rev. Letters 2, 361 (1959)
- Cr 59-2 F.S. Crawford, M. Cresti, M.L. Good, K. Gottstein,
E.M. Lyman, F.T. Solmitz, M.L. Stevenson, H. Ticho,
Phys. Rev. 113, 1601, (1959)
- Da 56 R.H. Dalitz,
Proc.Phys. Soc. Lond. A 69, 527, (1956).
- Da 62 G. Danby, J.M. Gaillard, K. Goulianos, L.M. Lederman,
N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger,
Phys. Rev. Letters 2, 36 (1962)

- Do 60 J.D. Dowell, W.R. Frisken, G. Martelli, B. Musgrave,
Proc. Phys. Soc. 75, 24 (1960)
- Do 62 J.M. Dobbs, K. Lande, A.K. Mann, K. Reibel, F.J. Sciulli,
H. Uto, D.H. White, K.K. Young,
Phys. Rev. Letters 8, 295 (1962)
- Ed 60 D.N. Edwards, B. Rose,
Nucl. Instr. and Meth. 7, 135 (1960)
- El 62 R.P. Ely, W.M. Powell, H. White, M. Baldo-Ceolin,
E. Calimani, S. Ciampolillo, D. Fabbri, F. Farini,
C. Filippi, H. Huzita, G. Miari, U. Camerini, W.F. Fry,
S. Natali
Phys. Rev. Letters 8, 132 (1962)
- Es 60 B. d'Espagnat,
Proc. 1960 Rochester Conf., Seite 589
- Fa 61 M. Ferro-Luzzi, D.H. Miller, J.J. Murray, A.H. Rosenfeld,
R.D. Tripp,
Nuovo Cimento 22, 1087 (1961)
- Fi 56 V. Fitch, R. Motley,
Phys. Rev. 101, 496 (1956)
- Fi 57 V. Fitch, R. Motley
Phys. Rev. 105, 265 (1957)
- Fr 57 C. Franzinetti, G. Morpurgo
Nuovo Cimento 6, Suppl.2, 469 (1957)
- Fa 63 B.W. Fabian, R.L. Place, W.A. Riley, W.H. Sims,
V.P. Kenney,
Rev. Sci. Instr. 34, 484 (1963)
- Fe 58 R. Feynman, M. Gell-Mann,
Phys. Rev. 109, 193 (1958)
- Fr 63 C. Fronsdal
Weak Interactions, W.A. Benjamin, New York, 1963
- Fu 57 S. Furuichi
Progr. Theor. Phys. 17, 89 (1957)
- Ga 57 R. Gatto
Phys. Rev. 106, 168 (1957)

- Ge 55 M. Gell-Mann, A. Pais,
Phys. Rev. 97, 1387 (1955)
- Gi 63 G. Giacomelli, D. Monti, G. Quarenzi, A. Quarenzi-
Vignudelli, W. Püschel, J. Tietge
Physics Letters 2, 346 (1963)
- Ja 62 J.D. Jackson, R.L. Schult,
Technical Report 43, University of Illinois (1962)
- Kh 60 N.N. Khuri, S.B. Treiman,
Phys. Rev. 119, 1115 (1960)
- Ki 60 T. Kinoshita
Phys. Rev. Letters 4, 378 (1960)
- La 55 K. Lande, E.T. Booth, J. Impeduglia, L.M. Lederman,
Phys. Rev. 103, 1901 (1955)
- Le 57 T.D. Lee, R. Oehme, C.N. Yang,
Phys. Rev. 106, 340 (1957)
- le 60 T.D. Lee, C.N. Yang,
Phys. Rev. 119, 1410 (1960)
- Le 61 T.D. Lee, C.N. Yang,
Phys. Rev. Letters 7, 429 (1961)
- Le 62 R.M. Lea, C. Vittitoe,
Rev. Scient. Instr. 33, 243 (1962)
- Lü 61 D. Lüers, I.S. Mittra, W.J. Willis, S.S. Yamamoto,
Phys. Rev. Letters 7, 255 (1961)
- Ma 57 S.W. Mac Dowell,
Nuovo Cimento 6, 1445 (1957)
- Ma 58 S. Mac Kenna, S. Natali, M. O'Connell, J. Tietge,
N.C. Varshneya,
Nuovo Cimento 10, 763 (1958)
- Ma 59-1 S.W. Mac Dowell,
Phys. Rev. 116, 1047 (1959)
- Ma 59-2 S.W. Mac Dowell,
Notas de Física 5, 145 (1959)
- Mc 57 J.G. Mc Ewen, W.M. Gibson, P.J. Dukem,
Phil. Mag. 2, 231 (1957)

- Mu 60 F. Muller, R.W. Birge, W.B. Fowler, R.C. Good,
W. Hirsch, R.P. Matsen, L. Oswald, W.M. Powell,
W.S. White, O. Piccioni,
Phys. Rev. Letters 4, 418, (1960)
- Ne 61 D. Neagu, E.O. Okonov, N.I. Petrov, A.M. Rosanova,
V.A. Rusakov
Phys. Rev. Letters 6, 552, (1961)
- Ok 58 L.B. Okun,
Sov. Physics 6, 409 (1958)
- Ok 60 E.O. Okonov
Fortschr. Physik 8, 42 (1960)
- Or 58 J. Orear,
UCRL 8417 (1958)
- Pa 55 A. Pais, O. Piccioni,
Phys. Rev. 100, 1487 (1955)
- Pa 57 A. Pais, S.B. Treiman,
Phys. Rev. 105, 1616 (1957)
- Pa 61 A. Pais,
CERN Seminars 1961, CERN 61-30
- Ra 63 B. de Raad,
CERN 63-3, Seite 44 (1963)
- Ro 47 G.D. Rochester, C.C. Butler,
Nature 160, 855 (1947)
- Ro 52 B. Rossi,
High Energy Particles, Englewood Cliffs 1952
- Ro 61 B.P. Roe, D. Sinclair, J.L. Brown, F.A. Glaser,
J.A. Kadyk, G.H. Trilling,
Phys. Rev. Letters 7, 346 (1961)
- Ro 63 M. Ross,
Rev.Mod.Physics 35, 314 (1963)
- Sa 59 J. Sandweiss, J.R. Sanford,
Beam II Program, Brookhaven Natl. Lab. 1959
- Sa 60 R.F. Sawyer, K.C. Wali,
Nuovo Cimento 17, 938 (1960)
- Ta 57 Y. Tanikawa, S. Watanabe,
Phys. Rev. 113, 1344 (1957)
- Ta 58 S. Taylor, G. Harris, J. Orear, J. Lee, F. Baumel,
Phys. Rev. 114, 359 (1958)
- Th 59 B.S. Thomas, W.G. Holladay,
Phys. Rev. 115, 1329 (1959)

- We 58 S. Weinberg,
Phys. Rev. 110, 782 (1958)
- We 60 S. Weinberg
Phys. Rev. Letters 4, 87 (1960)
- W1 59 W.J. Willis,
Phys. Rev. 116, 753 (1959)

H. Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen.

Abb. Seite

1	10	Feldverteilung in einem Quadrupol
2	14	Geometrische Konstruktion des Strahlengangs in einem Quadrupol
3	16	Horizontaler Strahlengang in einem Ablenkmagneten
4	19	Verschiebung der Phasenraum-Ellipse des Strahls in einem Ablenkmagneten
5	20	Aufbau des Strahls für das K_2^0 -Experiment
6	21	Verlauf des π^- -Strahls in der horizontalen und vertikalen Ebene
7	23	Versuchsaufbau bei der Draht-Bahn-Methode
8	26	K^0 -Target
9	27	Schematische Darstellung der Koordinaten in der Blasenkommer
10	37	Definition des Winkels α
11	39	Hilfskurven zur Identifizierung von μ -Zerfällen
12	44	K_2^0 -Spektrum auf Grund von 146 identifizierten K_{2e3}^0 -Ereignissen
13	49	Berechnetes K_2^0 -Spektrum
14	53	Aufnahme- und Identifizierungswahrscheinlichkeit für (π^0) -Ereignisse
15	56	Zur Bestimmung der Zahl der verlorenen $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Ereignisse
16	64	Dalitz-Diagramm für 58 $K_{2\pi 3}^0$ -Zerfälle
17	65	$(\pi^+\pi^-)$ -Massen für 58 $K_{2\pi 3}^0$ -Zerfälle

Abb.	Seite	
18	66	$(\pi^{\pm}\pi^0)$ -Massen für 58 $K_{2\pi 3}^0$ -Zerfälle
19	73	Abweichung des π^0 -Spektrums vom Phasenraum bei $K_{2\pi 3}^0$
20	76	Dalitz-Diagramm für 146 $K_{2e 3}^0$ -Zerfälle
21	77	Feynman Graph für den $K_{21 3}^0$ -Zerfall
22	80	Theoretische Verteilung der $K_{2e 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Skalarer Wechselwirkung
23	81	Theoretische Verteilung der $K_{2e 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Vektor-Wechselwirkung
24	82	Theoretische Verteilung der $K_{2e 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Tensor-Wechselwirkung
25	87	Vergleich der theoretischen und experimentellen Verteilung der $K_{2e 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm
26	89	Energieabhängigkeit der Formfaktoren bei $K_{2e 3}^0$ für S, V, T-Wechselwirkung
27	90	Dalitz-Diagramm für 188 $K_{24 3}^0$ -Zerfälle
28	91	Theoretische Verteilung der $K_{24 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Skalarer Wechselwirkung
29	92	Theoretische Verteilung der $K_{24 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Vektor-Wechselwirkung
30	93	Theoretische Verteilung der $K_{24 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Vektor-Wechselwirkung
31	94	Theoretische Verteilung der $K_{24 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm bei Tensor-Wechselwirkung
32	97	Vergleich der theoretischen und experimentellen Verteilung der $K_{24 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm

<u>Abb.</u>	<u>Seite</u>	
33	98	Vergleich der theoretischen und experimentellen Verteilung der $K_{2\pi 3}^0$ -Ereignisse im Dalitz-Diagramm
34	100	Energieabhängigkeit der Formfaktoren bei $K_{2\pi 3}^0$ für S, V, T-Wechselwirkung
35	103	Feynman-Graph für den K_{213}^0 -Zerfall mit intermediärem Boson
36	105	Einfluß der Bosonmasse auf die Energieabhängigkeit des Formfaktors f_V bei K_{2e3}^0
37	106	Wahrscheinlichkeitskurven für die Masse des intermediären Bosons aus 146 K_{2e3}^0 -Zerfällen

<u>Tab.</u>	<u>Seite</u>	
1	8	Eigenschaften der K-Mesonen
2	51	Zusammenstellung der Ereignisse
3	58	Verzweigungsverhältnisse beim K_2^0 -Zerfall
4	62	Partielle Raten beim K-Zerfall
5	71	Verhältnis der $(K \rightarrow 3\pi)$ -Raten und -Steigungen für spezielle Auswahlregeln
6	74	Experimentelle Werte für die Steigung im $T_{\pi 3}$ -Spektrum bei $K_{\pi 3}$ -Zerfällen
7	84	Theoretische Verteilung der K_{2e3}^0 -Ereignisse
8	85	Identifizierungswahrscheinlichkeiten, damit korrigierte theoretische Verteilung und experimentelle Verteilung der K_{2e3}^0 -Ereignisse im Dalitz-Diagramm

Tab. Seite

9	88	T_{π} -Abhängigkeit der Formfaktoren bei 146 K_{2e3}^0 - Zerfällen
10	101	Verteilungen im Dalitz-Diagramm für den K_{2u3}^0 -Zerfall

Herrn Professor Dr. W. Heisenberg möchte ich für die Aufnahme und Arbeitsmöglichkeit im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik danken.

Im Brookhaven National Laboratory, Upton, N.Y. bin ich allen Mitgliedern der Blasenkammergruppe, insbesondere Dr. R. P. Shutt, für die herzliche Aufnahme und Gastfreundschaft dankbar.

Ohne die angenehme und wirkungsvolle Zusammenarbeit mit Dr. W.J. Willis, Dr. I.S. Mittra und Dr. S.S. Yamamoto wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Für experimentelle Hilfe und die Überlassung von Rechenmaschinenprogrammen danke ich Dr. E.L. Hart, Dr. P.L. Connolly, Dr. F. Eisler und Dr. J. Tietge.

Den Durchmusterern und Messern in Brookhaven, M.R. Burns, M. Cook, A.K. Marshall, S.K. Scala und M.E. Vitols sei herzlich gedankt für ihre genaue Arbeit.

Herrn Dr. K. Gottstein danke ich für das Interesse an dieser Arbeit und die Durchsicht des Manuskripts.

Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung schulde ich Dank für eine Studienbeihilfe, die einen Aufenthalt von 24 Monaten im Brookhaven National Laboratory ermöglichte.

Lebenslauf.

Am 2.6.1934 wurde ich in Bremen als Sohn des Bankangestellten Hans Lüers und dessen Ehefrau Elfriede, geb. Drünert, geboren. Ich besuchte die Grundschulen in Wörpedorf (Bez. Bremen) und Karlsruhen/Obw., später die Oberschule am Barkhof in Bremen. Das Abitur bestand ich dort im März 1953. Ab Sommersemester 1953 studierte ich im Hauptfach Physik an folgenden Universitäten:

Freiburg im Breisgau	: SS 1953, WS 1954-55 bis SS 1956 Vordiplom im WS 1955-56
Hamline University St. Paul, Minn., USA	: WS 1953-54 bis SS 1954 (Fulbright-Stipendium)
Göttingen	: WS 1956-57 bis SS 1958
München	: ab WS 1958-59 Diplom im WS 1959-60

Meine Diplomarbeit (Bau einer Propan-Blasen-kammer) fertigte ich ab 1958 im Max-Planck-Institut für Physik in Göttingen und München an. Die Messungen für diese Dissertation wurden in den Jahren 1960 und 1961 bei einem Studienaufenthalt im Brookhaven National Laboratory, N.Y., USA ausgeführt.

